www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

6e JAARGANG No. 6, blz. 161-192 JUNI 1941

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: HET NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

HET HELDERHEIDSBEGRIP IN VERBAND MET VERDUISTERINGSPROBLEMEN

door P. J. BOUMA.

535.241.44 : 628.978.7

Het met behulp van de standaard-ooggevoeligheidskromme vastgelegde klassieke helderheidsbegrip leidt tot moeilijkheden in die gevallen, waar men gelijktijdig met lage helderheidsniveaus en verschillend gekleurde lichtbronnen te maken heeft (wegverlichting, verduisteringsproblemen). De verschillende mogelijkheden om een meer passend helderheidsbegrip in te voeren worden besproken, waarbij de vastlegging gesplitst wordt in een gelijkheidsdefinitie (wanneer moeten we twee helderheden even groot noemen?) en een maatdefinitie (welk getal moeten we aan een helderheid toekennen?). De mathematische formuleering wordt pas eenvoudig, wanneer we voor de helderheidsbeoordeeling de geldigheid van de somwet aannemen: de helderheid wordt dan een willekeurige functie van $\int S(\lambda)\, V(\lambda)\, d\lambda$, waarin $S(\lambda)$ de spectrale energieverdeeling en $V(\lambda)$ de ooggevoeligheidskromme onder de gegeven waarnemingscondities voorstellen. Door verschillende keuzen van deze functie ontstaan de maatdefinities van verschillende helderheidsbegrippen, zooals subjectieve helderheid, Purkyne-helderheid, „Dunkelleuchtdichte" enz. Het al of niet gelden van de somwet onder diverse waarnemingscondities wordt uitvoerig besproken. Tenslotte wordt de waarneembaarheid van gekleurde, puntvormige lichtbronnen besproken. Voor de berekening van de drempelwaarde van de zichtbaarheid blijkt hierbij niet te mogen worden uitgegaan van de ooggevoeligheidskromme voor het staafjeszien en blijkt geen somwet te gelden. Hieruit volgt, dat de zg. „Dunkelbeleuchtungsstärke", die op het oog optreedt, geen maat is voor de waarneembaarheid van een lichtpunt.

In een vroeger in dit tijdschrift gepubliceerd artikel [1]) werd uiteengezet, hoe bij de studie van de problemen der moderne wegverlichting — waarbij we te maken krijgen met betrekkelijk lage helderheidsniveaus en sterk uiteenloopende kleuren — de wenschelijkheid naar voren kwam om naast het algemeen gebruikelijke helderheidsbegrip een nieuw begrip in te voeren, dat zich onder de gegeven omstandigheden nauwer aansluit bij onze intuïtieve opvatting van „helderheid".

In verband met de verduisteringsproblemen, waarbij nog veel lagere helderheden optreden en de ondoelmatigheid van het gebruikelijke helderheidsbegrip dan ook nog sterker tot uiting komt, heeft dit probleem de laatste tijd opnieuw de belangstelling getrokken.

We willen daarom in het onderstaande het probleem van het vastleggen van het helderheidsbegrip nog eens en wel van een algemeen standpunt uit beschouwen. Na de eischen, waaraan elke helderheidsdefinitie moet voldoen, te hebben uiteengezet, zullen we de verschillende mogelijkheden om tot een practisch bruikbare vastlegging te komen nader bestudeeren.

[1]) Philips techn. T. 1, 142, 1936.

De gelijkheidsdefinitie

Wanneer ons oog twee aan elkaar grenzende lichtende vlakjes waarneemt, dan valt het ons zeer moeilijk om de helderheidsverhouding van de twee vlakjes te schatten; het oog is daarentegen wel in staat om te beoordeelen, welk vlakje het helderste is en we kunnen met vrij groote nauwkeurigheid de helderheid van één der vlakjes zoo instellen, dat beide vlakjes de indruk „even helder" maken.

Bij het opstellen van een helderheidsdefinitie moeten we bij deze eigenschap van ons oog aansluiten, zoodat we als eerste voorwaarde, waaraan de definitie moet voldoen, eischen:

Wanneer twee vlakjes op ons oog de indruk „even helder" maken, dan moet de nieuw te definieeren helderheid in beide gevallen dezelfde waarde hebben [2]).

Deze eisch kan men als „gelijkheidsdefinitie" opvatten: we hebben hier bij definitie vastgelegd,

[2]) Het is duidelijk, dat aan deze eisch alleen voldaan kan worden, wanneer voor de helderheidsindrukken de transitiviteit bestaat, met andere woorden: Maken twee vlakjes A en B de indruk van „even helder" te zijn en geldt hetzelfde voor B en C, dan maken ook A en C bij directe vergelijking de indruk van even helder te zijn. Deze transitieve wet blijkt onder alle omstandigheden te gelden.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

onder welke omstandigheden we twee helderheden even groot zullen noemen. Deze definitie zal natuurlijk eerst practische waarde hebben, wanneer we door een uitgebreid experimenteel onderzoek uitgemaakt hebben, hoe groot de hoeveelheden licht van verschillende kleur zijn, die onder diverse omstandigheden uitgestraald moeten worden om voor den gemiddelden waarnemer de indruk „even helder" teweeg te brengen. Dit onderzoek is nog geenszins volledig doorgevoerd voor alle in de practijk voorkomende omstandigheden.

Voor de behandeling van vele vraagstukken is deze gelijkheidsdefinitie reeds voldoende. Voor sommige problemen zal het echter een groot voordeel opleveren, wanneer we hieraan nog een „maatdefinitie" toevoegen, die ons in staat stelt om aan een helderheid een bepaald getal te kunnen toekennen; de gelijkheidsdefinitie beantwoordt de vraag: „wanneer zijn twee helderheden gelijk?", de maatdefinitie de vraag „hoe groot is deze helderheid?".

De maatdefinitie in het algemeen

Wanneer we overleggen, hoe we een maatdefinitie zullen invoeren, blijkt direct, dat we daarbij tot op zekere hoogte willekeurig te werk kunnen gaan. Dit hangt samen met het feit, dat ons oog niet goed in staat is om de verhouding van de helderheden van twee vlakjes direct te schatten. We zijn bij de keuze van onze maatdefinitie echter aan twee voorwaarden gebonden:

1) We moeten zorgen niet in strijd te komen met de gelijkheidsdefinitie.
2) Wanneer we van twee vlakjes het eerste helderder vinden dan het tweede, dan moeten we aan de helderheid van het eerste ook een grooter getal toekennen.

De meest voor de hand liggende en daarom ook in de literatuur het vroegst opduikende methode (König 1891) is de volgende: men kiest een willekeurige vergelijkingslichtsoort en stelt bij definitie vast, dat voor deze lichtsoort de helderheid evenredig toeneemt met het per eenheid van oppervlak uitgestraalde vermogen. Hiermede is voor deze eene lichtsoort een volledige helderheidsschaal vastgelegd, terwijl we voor alle andere lichtsoorten de helderheidswaarde met behulp van de gelijkheidsdefinitie kunnen bepalen [3]). Het is duidelijk, dat we op deze wijze automatisch aan de twee hierboven gestelde eischen voldoen.

De genoemde vergelijkingslichtsoort kan volkomen willekeurig worden gekozen en verschillende in de literatuur optredende formuleeringen van het helderheidsbegrip onderscheiden zich dan ook alleen in de keuze van de vergelijkingslichtsoort. We zullen hier enkele voorbeelden van geven.

König gebruikte als vergelijkingslichtsoort een spectrale kleur met de golflengte 5350 Å. Deze kleur werd ook door den schrijver bij het definieeren van het begrip „subjectieve helderheid" [4]) gebezigd.

Het begrip „Dunkelleuchtdichte", dat in Duitschland is ingevoerd, wordt op geheel analoge wijze vastgelegd, doch als vergelijkingslichtsoort heeft men hier de straling van een zwart lichaam gekozen, met een temperatuur van 2360 °K [5]). Een dergelijke keuze heeft het voordeel, dat men met een visueele fotometer, die als vergelijkingslampje een gloeilamp van deze kleurtemperatuur bezit, direct de Dunkelleuchtdichte correct kan meten (mits het oog van den waarnemer normaal en goed geadapteerd is). Daar het begrip Dunkelleuchtdichte speciaal voor de verduisteringsproblemen is ingevoerd, kon men zich bij het uitwerken van een berekeningsmethode voor de Dunkelleuchtdichte beperken tot die helderheden, waarbij het zuivere staafjeszien optreedt. Voor hoogere helderheden mag dit begrip niet gebruikt worden.

Een geheel ander voorbeeld van een maatdefinitie zou zijn, de helderheidsschaal voor één bepaalde lichtsoort zoo te kiezen, dat bij deze lichtsoort de logarithme van elke helderheidsverhouding $B_1 : B_2$ een directe maat is voor het aantal tusschen B_1 en B_2 gelegen stapjes van juist te onderscheiden helderheidsverschil (wet van Weber-Fechner). Voor andere lichtsoorten zou dan bij benadering eveneens deze wet gelden. Hiertegenover staan echter twee nadeelen, nl. de onhandelbaarheid van het begrip voor rekendoeleinden en het feit, dat de definitie bij hooge helderheden niet overgaat in de gebruikelijke helderheidsdefinitie (dit laatste is voor de beide andere maatdefinities wel het geval).

Ooggevoeligheidskromme en somwet

Bij de verdere ontwikkeling van de helderheidsdefinitie spelen de begrippen „ooggevoeligheidskromme" en „somwet" een belangrijke rol. Een ooggevoeligheidskromme ontstaat, wanneer we bij een bepaald helderheidsniveau nagaan, hoeveel vermogen (bijv. in watt/cm²) voor diverse monochromatische stralingen uitgezonden moet worden om op het oog de indruk „even helder" te maken. Wanneer dit vermogen voor een wille-

[3]) In het overeenkomstige acoustische geval (het vastleggen van het begrip luidheid) gaat men op analoge wijze te werk: als vergelijkingsgeluidssoort kiest men hier een toon van 1000 perioden per seconde.

[4]) Philips techn. T. **1**, 142, 1936.

[5]) A. Dresler, Das Licht **10**, 112, 118, 145, 1940.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

keurige golflengte λ de waarde $s(\lambda)$ heeft, terwijl $s(\lambda_0)$ de waarde is voor de vaste vergelijkingsgolflengte λ_0, waarvoor dit vermogen minimaal is, dan verstaan we onder de ooggevoeligheidskromme de functie $V(\lambda) = s(\lambda_0) : s(\lambda)$. Voor $\lambda = \lambda_0$ neemt $V(\lambda)$ de waarde 1 aan, voor alle andere golflengten is $V(\lambda) < 1$. Het verloop van de functie $V(\lambda)$ hangt in sterke mate af van de omstandigheden, waaronder de vergelijking plaats heeft (helderheidsniveau, grootte van het gezichtsveld, wijze van fotometreeren, enz.). Deze omstandigheden moeten gedurende het opnemen van een ooggevoeligheidskromme onveranderd worden gehouden en bij het toepassen van de ooggevoeligheidskromme moeten deze omstandigheden natuurlijk eveneens in aanmerking worden genomen.

Onder de somwet verstaan we de volgende eigenschap van helderheidsindrukken:

Wanneer een straling met vermogen S_1 (spectraalverdeeling 1) en een straling met vermogen S_2 (spectraalverdeeling 2) dezelfde helderheidsindruk maken, dan geldt dit ook voor het mengsel $a\,S_1 + (1-a)\,S_2$, waarin a een willekeurig tusschen 0 en 1 gelegen getal is.

De geldigheid van de somwet

Over de geldigheid van de somwet bij lage helderheden en vrij groote gezichtsvelden is door den schrijver een uitvoerig onderzoek [6]) verricht, waarbij als kleuren werden gekozen: het gloeilampenlicht, vrij verzadigde roode, blauwe en groene kleuren (gefilterd gloeilampenlicht) en de mengkleuren, die hieruit ontstaan, door de kleuren twee aan twee in willekeurige verhoudingen te mengen. Alle kleuren werden direct met het gloeilampenlicht vergeleken. Voor iedere mengverhouding werd de te verwachten helderheid uit de somwet bepaald en vergeleken met de gemeten helderheid. Het helderheidsgebied strekte zich uit van $5\cdot10^{-5}$ tot 0,3 k/m² en omvatte dus het grootste deel van het gebied, dat voor de wegverlichting van belang is, en het geheele gebied, waarvoor we ons bij verduisteringsproblemen interesseeren. Bij gezichtsvelden van tenminste enkele graden bleek in dit helderheidsgebied de somwet zeer nauwkeurig te gelden. Bij de vergelijking van berekende en gemeten waarden bedroegen de gemiddelde afwijkingen ongeveer 1% en vertoonden geheel het karakter van toevallige fouten. Alleen bij de hoogste gebruikte helderheden werden de metingen in de buurt van het verzadigde blauw min of meer onreproduceerbaar en bestonden er aanwijzingen, dat hier afwijkingen van de somwet begonnen op te treden.

[6]) Proc. Kon. Akad. Wet. A'dam **38**, 150, 1935.

Over het al of niet gelden van de somwet in het gebied der hooge helderheden (zuiver kegeltjeszien) is reeds veel geëxperimenteerd, zonder dat men evenwel op dit voor de fotometrie zoo uiterst belangrijke punt tot overeenstemmende resultaten is gekomen [7]). De hoofdoorzaak hiervan is, dat in dit helderheidsgebied, waar het kleurverschil niet verzwakt wordt door de medewerking van de staafjes, de „natuurlijke" wijze van helderheidsmeting, nl. het direct naast elkaar vergelijken van twee verschillend gekleurde vlakjes, uiterst moeilijk is en tot zeer onreproduceerbare resultaten voert. Door sommige auteurs (Helmholtz, v. Kries) wordt zelfs betwijfeld of dergelijke metingen wel zin hebben. Men heeft daarom al spoedig getracht deze onaangename methode van fotometreeren te vervangen door andere methoden, die moeten voldoen aan de eischen, dat ze nauwkeurig en reproduceerbaar zijn, in hun resultaten niet al te veel van die van de directe vergelijking afwijken en de somwet gehoorzamen. Na eenige vergeefsche pogingen vond men twee methoden, die niet alleen aan de gestelde eischen voldeden, maar bovendien onderling in hun resultaten goed overeenstemden. Dit waren de flikkermethode [8]) en de stap-voor-stap methode [9]). Men besloot dan ook in 1924 om een gemiddelde van de beste met deze beide methoden verrichte metingen als internationale ooggevoeligheidskromme $V_k(\lambda)$ te standaardiseeren en het helderheidsbegrip voor hooge helderheden hierop te baseeren. Sindsdien is het criterium voor het deugdelijk zijn van een fotometrische methode de vraag, of ze al of niet resultaten levert, die binnen de voor het doel vereischte nauwkeurigheid met deze gestandaardiseerde definitie overeenstemmen.

Hoewel hiermee voor de practijk een zeer bevredigende toestand was geschapen, heeft men nog talrijke onderzoekingen verricht over de onderlinge overeenstemming der diverse fotometrische methoden en het al of niet gelden van de somwet. De belangrijkste resultaten zijn:

1) Voor de flikkerfotometer geldt de somwet zeer nauwkeurig (zeker tot op 1 à 2% [10])).

[7]) Vergelijk voor dit gedeelte ook Philips techn. T. **1**, 120, 1936 en **5**, 283, 1940.

[8a]) H. E. Ives, Phil. Mag. **24**, 149, 1912.
[b]) W. W. Coblentz en W. B. Emerson, Bull. Bur. Stand. **14**, 167, 1918.

[9a]) H. E. Ives, Phil. Mag. **24**, 744, 1912.
[b]) E. P. Hyde, W. E. Forsythe en F. E. Cady, Astrophys. J. **48**, 87, 1918.
[c]) K. S. Gibson en E. P. T. Tyndall, Sc. Papers Bur. Stand. **19**, 131, 1923.

[10]) De kleine door Jaggi gevonden afwijkingen (2%) kunnen waarschijnlijk voor een groot deel aan het niet geheel onveranderlijk zijn van de ooggevoeligheidskromme worden toegeschreven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

2) De stap-voor-stap-methode geeft resultaten, die tot op enkele procenten met die van de flikkerfotometer overeenstemmen [9c]), en ook hier geldt de somwet. Hoewel tallooze onderzoekers deze twee feiten bevestigd vonden, worden ze van andere zijde [11]) met klem tegengesproken.
3) De methode van directe vergelijking leidt niet tot reproduceerbare uitkomsten. Volgens sommige auteurs [12]) bestaat een goede overeenstemming met de flikkerfotometer, volgens andere vrij sterke, maar onsystematische afwijkingen [8b]), weer andere vinden systematische afwijkingen van 10-20% [8c]) of zelfs van 50-100% [11, 13]). De laatste auteurs vinden de grootste afwijkingen voor verzadigde roode, blauwgroene en blauwe kleuren, de kleinste voor het geel.

De oorzaak van deze discrepanties is nog niet volledig opgehelderd. Tal van moeilijk te controleeren factoren spelen hier een belangrijke rol: de techniek en snelheid van instellen, de geoefendheid van den waarnemer, de psychologische instelling, de vaardigheid om van het kleurverschil te abstraheeren, bewust of onbewust toegepaste kunstgrepen om dit laatste te bereiken, enz.

In de gevallen, waarin bovengenoemde groote afwijkingen ten opzichte van de met de flikkerfotometer verkregen resultaten gevonden werden, gaat ook de somwet niet meer op: aan de verzadigde kleuren aan de uiteinden van het spectrum worden te hooge helderheden toegekend en dit verschijnsel verdwijnt, wanneer deze kleuren tot een onverzadigde kleur worden gemengd; men vindt hierdoor voor het mengsel lagere helderheidswaarden dan de somwet zou doen verwachten.

Somwet en maatdefinities

Neemt men de geldigheid van de somwet aan, dan kan men uit de definitie van de ooggevoeligheidskromme $V(\lambda)$ de volgende eigenschap afleiden:

Twee vlakjes, die respectievelijk een straling met spectrale verdeeling $S_1(\lambda)$ en $S_2(\lambda)$ uitzenden, zullen de indruk „even helder" maken, wanneer geldt:

$$\int S_1(\lambda)\, V(\lambda)\, \mathrm{d}\lambda = \int S_2(\lambda)\, V(\lambda)\, \mathrm{d}\lambda,$$

waarin $V(\lambda)$ de ooggevoeligheidskromme voorstelt, welke geldt onder de omstandigheden, waarbij de vergelijking plaats vindt. $S(\lambda)\,\mathrm{d}\lambda$ is de energie, die in het golflengtegebied tusschen λ en $\lambda+\mathrm{d}\lambda$ per cm² (geprojecteerd in de waarnemingsrichting), seconde en eenheid van ruimtehoek (steradiaal) wordt uitgestraald.

Uit de definitie van $s(\lambda)$ als een intensiteit, die voor alle golflengten dezelfde helderheidsindruk opwekt, volgt met behulp van de somwet direct, dat het mengsel $\alpha_1 s(\lambda_1) + \alpha_2 s(\lambda_2)$ dezelfde helderheidsindruk maakt als $s(\lambda_1)$ of $s(\lambda_2)$, mits $\alpha_1 + \alpha_2 = 1$ is. Breidt men deze eigenschap tot meerdere componenten uit, en gaat men daarna door een limietovergang tot een continu spectrum over, dan vindt men, dat het mengsel $\int a(\lambda) s(\lambda)\,\mathrm{d}\lambda$ dezelfde helderheidsindruk maakt als $s(\lambda)$, mits $\int a(\lambda)\,\mathrm{d}\lambda = 1$ is. Stelt men $a(\lambda)\, s(\lambda) = S(\lambda)$, dan volgt hieruit, dat voor twee spectrale verdeelingen $S_1(\lambda)$ en $S_2(\lambda)$, die dezelfde helderheidsindruk maken, geldt:

$$\int \frac{S_1(\lambda)}{s(\lambda)}\,\mathrm{d}\lambda = \int \frac{S_2(\lambda)}{s(\lambda)}\,\mathrm{d}\lambda$$

of, wanneer we de ooggevoeligheidskromme $V(\lambda) = s(\lambda_0)/s(\lambda)$ invoeren:

$$\int S_1(\lambda)\, V(\lambda)\,\mathrm{d}\lambda = \int S_2(\lambda)\, V(\lambda)\,\mathrm{d}\lambda.$$

Deze betrekking stelt ons in staat, om tot een gemeenschappelijke mathematische formuleering van alle mogelijke maatdefinities te komen. De nieuw in te voeren helderheid hangt nl. volgens het bovenstaande ondubbelzinnig samen met de uitdrukking $\int S(\lambda)\, V(\lambda)\,\mathrm{d}\lambda$, zoodat we direct als de meest algemeene mathematische formuleering van de maatdefinitie vinden:

$$B = f\{\int S(\lambda)\, V(\lambda)\,\mathrm{d}\lambda\} \quad \ldots \quad (1)$$

Hierin stelt f een willekeurige functie voor, waarvan we alleen verlangen, dat bij continue aangroeiing van de integraal ook B continu toeneemt. De formuleering (1) is natuurlijk alleen geldig onder omstandigheden, waaronder de somwet geldt [14]). Voor hooge helderheid is dit, zooals gezegd, het geval, mits men de flikkerfotometer als meetinstrument gebruikt. Daar men hierbij bovendien in een zeer groot helderheidsgebied tennaastebij dezelfde ooggevoeligheidskromme $V_k(\lambda)$ vindt, is de eenvoudigste maatdefinitie voor hooge helderheden:

$$B_k = C_k \int S(\lambda)\, V_k(\lambda)\,\mathrm{d}\lambda, \quad \ldots \quad (2)$$

waarin $V_k(\lambda)$ de internationaal vastgelegde standaard-ooggevoeligheidskromme en C_k een constante is, die de waarde 636 aanneemt, wanneer men de helderheid B_k in stilb (k/cm²) en $S(\lambda)\,\mathrm{d}\lambda$ in watt/cm² uitdrukt [15]). Deze formuleering is internationaal

11) A. Kohlrausch, Das Licht **5**, 259, 275, 1935.
12) R. G. Weigel, Das Licht **5**, 43, 1935.
13) A. Dresler, Das Licht **7**, 81, 107, 1937.

14) In het acoustische geval geldt bijv. de somwet niet, zoodat daar een dergelijke eenvoudige mathematische formuleering niet mogelijk is.

15) De in het vroegere artikel [1]) gebruikte letters H en E zijn door de moderne notatie B en S vervangen, terwijl een index k is toegevoegd om aan te duiden, dat we hier met het klassieke helderheidsbegrip en met de standaard-ooggevoeligheidskromme te maken hebben. Daar verg. (2) de klassieke helderheid van een stralingsbron als functie

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

vastgelegd en het aldus gedefinieerde helderheidsbegrip zullen we in het vervolg met de naam „klassieke helderheid" en de letter B_k aanduiden.

Ook wanneer we ons niet tot hooge helderheden beperken, luidt het eenvoudigste verband tusschen helderheid en integraal:

$$B = C \int S(\lambda)\, V(\lambda)\, d\lambda, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

een definitie, die o.a. door Voet-Mogendorff [16]) onder de naam van Purkyne-helderheid naar voren is gebracht. Kiest men $C = C_k$, dan gaat (3) voor de omstandigheden, waaronder de standaard-ooggevoeligheidskromme gemeten is, over in de klassieke helderheid B_k volgens verg. (2).

Ook de boven behandelde definities met een vergelijkingslichtsoort volgen uit (1) door een bepaalde keuze van de functie f. Voor de vergelijkingslichtsoort is B overal evenredig met het uitgestraalde vermogen en dekt zich het nieuwe helderheidsbegrip met het klassieke. Hieruit volgt, dat voor helderheidsgebieden, waarin $V(\lambda)$ niet met de helderheid verandert, B steeds evenredig met de integraal moet toenemen. Kiest men een gezichtsveld van enkele graden, dan treedt deze evenredigheid op in het gebied van het zuivere kegeltjeszien (hooge helderheden) en in het gebied van het zuivere staafjeszien (zeer lage helderheden).

In het eerste geval gaat (1) over in de klassieke definitie (2), terwijl in het tweede geval

$$B_s = C_s \int S(\lambda)\, V_s(\lambda)\, d\lambda \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Beperken we ons tot deze twee grensgevallen, dan kunnen we uit de klassieke helderheid B_k direct de nieuwe helderheid (subjectieve helderheid, Purkyne-helderheid, Dunkelleuchtdichte) berekenen, door de formules (2) en (4) op elkaar te deelen:

$$\frac{B_s}{B_k} = \frac{C_s \int S(\lambda)\, V_s(\lambda)\, d\lambda}{C_k \int S(\lambda)\, V_k(\lambda)\, d\lambda} \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

De verhouding C_s/C_k vinden we door in (5) de spectrale verdeeling $S_0(\lambda)$ van de vergelijkingslichtsoort te substitueeren, waarvoor $B_s = B_k$ moet worden. Wij vinden de algemeene formule:

$$\frac{C_s}{C_k} = \frac{\int S_0(\lambda)\, V_k(\lambda)\, d\lambda}{\int S_0(\lambda)\, V_s(\lambda)\, d\lambda} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Kiezen we voor de vergelijkingslichtsoort een spectrale kleur met golflengte λ_0, dan gaat (6) over in:

$$\frac{C_s}{C_k} = \frac{V_k(\lambda_0)}{V_s(\lambda_0)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Uit deze formule zien we in het bijzonder, dat $C_s = C_k$ wordt, wanneer we als vergelijkingslichtsoort de spectrale kleur kiezen van de golflengte $\lambda_0 = 5290$ Å, waar de krommen $V_k(\lambda)$ en $V_s(\lambda)$ elkaar snijden (zie *fig. 1*). Voor de verschillende

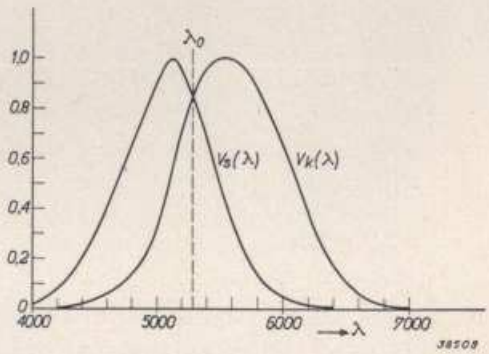


Fig. 1. Ooggevoeligheidskrommen voor gezichtsvelden van enkele graden diameter. V_k geldt voor hooge helderheden (standaard-ooggevoeligheidskromme), V_s geldt voor zeer lage helderheden (gebied van het zuivere staafjeszien). De twee krommen snijden elkaar bij $\lambda_0 = 5290$ Å.

bovengenoemde vergelijkingslichtsoorten geven de formules (6) en (7) de volgende uitkomsten:

Naam van helderheidsbegrip	Vergelijkingslichtsoort	C_s/C_k
Subjectieve helderheid	$\lambda_0 = 5350$ Å	1,20
Dunkelleuchtdichte	zwarte straling 2360 °K	2,18
Definitie met $\lambda_0 = 5290$ Å	$\lambda_0 = 5290$ Å	1,00

Fig. 2 geeft een schematisch beeld van het verloop van de functie f. De helderheid B en de uitdrukking $\int S(\lambda)\, V(\lambda)\, d\lambda$ zijn hierbij in dezelfde logarithmische schaal uitgezet gedacht. De Purkyne-helderheid (*1*) geeft dan een geheel lineair verband. De subjectieve helderheid (*2*), de Dunkelleuchtdichte (*3*) en het op de vergelijkingsgolflengte $\lambda_0 = 5290$ Å gebaseerde helderheidsbegrip (*4*) geven twee rechte stukken, verbonden door een gebogen lijn. Van de Dunkelleuchtdichte mag alleen het linker stuk gebruikt worden; bij de kromme (*4*) liggen de beide rechte stukken in elkaars verlengde.

Voor de eenheden van de nieuwe begrippen is het niet noodig nieuwe namen te bedenken; speciaal voor de definities met vergelijkingslichtsoort kan men bijv. zeer goed zeggen: „de klassieke helderheid van een vlakje bedraagt $3 \cdot 10^{-4}$ k/m², de subjectieve helderheid slechts $2 \cdot 10^{-4}$ k/m²", waarmee men uitdrukt, dat het vlakje er even

van zuiver physische eigenschappen aangeeft, is het mogelijk klassieke helderheden te meten, zonder daarbij het oog als instrument te gebruiken. Dit heeft er toe geleid, dat het begrip klassieke helderheid regelmatig wordt gebruikt, ook onder omstandigheden, waarbij de kromme $V_k(\lambda)$ niet meer geldt. Onder deze omstandigheden zal het klassieke helderheidsbegrip niet aan de gelijkheidsdefinitie voldoen.

[16]) H. H. Voet-Mogendorff, Diss. A'dam 1939.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

helder uitziet als een vlakje, dat monochromatisch licht van 5350 Å uitstraalt en een helderheid van $2 \cdot 10^{-4}$ k/m² bezit. Om practische redenen heeft men in Duitschland echter wel een nieuwe naam voor de eenheid van Dunkelleuchtdichte ingevoerd, nl. de naam Skot in plaats van $10^{-7}\ \pi^{-1}$ stilb.

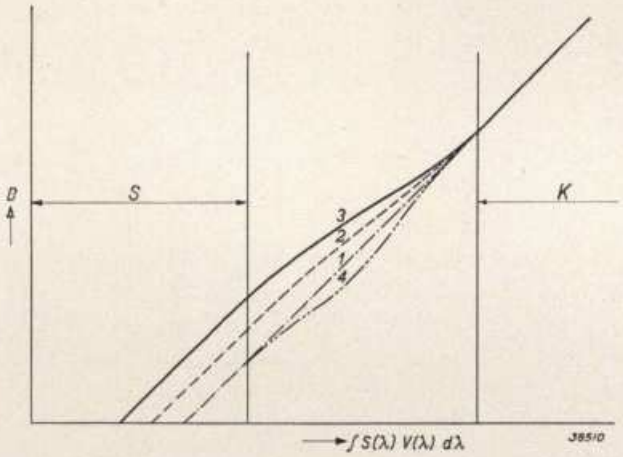


Fig. 2. Schematisch overzicht van het in formule (1) aangegeven verband tusschen de helderheid B en de uitdrukking $\int S(\lambda)\, V(\lambda)\, d\lambda$.
1 Purkyne-helderheid (rechte lijn)
2 Subjectieve helderheid } (twee niet in elkaars verlengde
3 Dunkelleuchtdichte } liggende rechte stukken, verbonden door een kromme).
4 Helderheidsdefinitie met $\lambda_0 = 5290$ Å als vergelijkingslichtsoort (twee in elkaars verlengde liggende rechte stukken).
S geeft het helderheidsgebied, waarin zuiver staafjeszien optreedt, K het gebied, waar het zuivere kegeltjeszien plaats heeft. Men denke zich B en de integraal in logarithmische maatstaf uitgezet.

Zichtbaarheid van puntvormige lichtbronnen

Voor lichtvlekken, die we onder een hoek van eenige graden waarnemen, blijken de somwet en de ooggevoeligheidskromme $V_s(\lambda)$ ook bij uiterst kleine helderheden, in de buurt van de drempel van de helderheidswaarneming, hun geldigheid te behouden en de subjectieve helderheid (of de Dunkelleuchtdichte), bij welke de drempelwaarde bereikt wordt, is voor alle kleuren dezelfde.

Bij verduisteringsproblemen heeft men echter niet alleen met de drempelwaarde voor groote lichtvlekken te maken, maar nog meer met de grenzen van de zichtbaarheid voor lichtvlekken van uiterst kleine afmetingen. Wanneer de vlekken voldoende klein van afmeting zijn, speelt hun doorsnede verder geen rol meer en wordt de zichtbaarheid uitsluitend bepaald door de hoeveelheid en de kleur van het licht, dat in het oog van den waarnemer wordt geworpen [17]), dus van de verlichtingssterkte E, die ter plaatse van het waarnemende oog optreedt. Voor dit begrip (Punkthelle, éclat apparente) zullen wij de Nederlandsche term „oogverlichting" invoeren. Verstaat men onder E_k de waarde van het klassieke begrip verlichtingssterkte (gebaseerd op de standaard-ooggevoeligheidskromme $V_k(\lambda)$), dan is het duidelijk, dat de drempelwaarde E_k niet voor alle kleuren dezelfde zal zijn. Naar analogie van form. (5), die ons leert, hoe we voor groote lichtvlekken uit de klassieke helderheid B_k de waarde B_s van een nieuw helderheidsbegrip (bijv. de Dunkelleuchtdichte) kunnen berekenen, dat voor alle kleuren dezelfde drempelwaarde vertoont, ligt het voor de hand te veronderstellen, dat we ook uit de klassieke verlichtingssterkte E_k met behulp van een analoge formule

$$\frac{E_s}{E_k} = \frac{C_s \int S(\lambda)\, V_s(\lambda)\, d\lambda}{C_k \int S(\lambda)\, V_k(\lambda)\, d\lambda} \quad \ldots \quad (8)$$

een „Dunkelbeleuchtungsstärke" op het oog zouden kunnen berekenen, die dan voor alle kleuren bij de drempel van de zichtbaarheid dezelfde waarde zou moeten bezitten.

In de nieuwe Duitsche literatuur wordt deze veronderstelling als vanzelfsprekend juist aangenomen. Voor de eenheid van het nieuwe verlichtingssterktebegrip wordt de naam Nox in plaats van millilux gebruikt.

Aan de hand van eenige experimenteele gegevens zullen we nu de genoemde onderstelling omtrent de zichtbaarheid van lichtpunten toetsen. In *tabel I* is voor een zestal verschillende lichtsoorten, die alle hun licht in een vrij smal spectraal gebiedje uitstralen, de verhouding van de drempelwaarde van de oogverlichting voor gekleurd licht (E') en gloeilampenlicht (E) aangegeven.

Tabel I

Kleur	Auteurs	I	II	III
		$E_k' : E_k$	$E_s' : E_s$	$\overline{E_s'} : \overline{E_s}$
rood	Langmuir	16,8	0,80	1,75 (0%)
geel (Na)	Weigel	4,1	0,83[5]	1,56 (—11%)
geel (Na)	Bouma	5,3	1,08	2,02 (+15%)
groen	Langmuir	1,00	1,59	1,70 (—3%)
blauw	Langmuir	0,310	4,25	1,92 (+10%)
blauw	Arndt	0,258	3,44	1,54 (—12%)

Kolom I geeft de verhouding van de klassieke verlichtingssterkten $E_k' : E_k$. Zooals te verwachten was, hangt deze verhouding zeer sterk af van de gekozen kleur. Kolom II geeft de verhouding van de volgens form. (8) berekende Dunkelbeleuchtungsstärken $E_s' : E_s$. Volgens de gemaakte veronderstelling zou hier voor alle kleuren het getal 1,00 verwacht moeten worden. We zien echter

[17]) Philips techn. T. 4, 16, 1939.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

speciaal in het blauw, zeer groote afwijkingen, waaruit blijkt, dat de genoemde onderstelling geheel onjuist is.

Daar de waarneming van lichtpuntjes een geheel andere opgave is dan het waarnemen van groote lichtvlekken, is dit niet zoo verwonderlijk, en het ligt voor de hand ons af te vragen, of we geen betere overeenstemming zouden kunnen bereiken door in (8) de functie $V_s(\lambda)$ door een andere functie $\overline{V_s}(\lambda)$ te vervangen, welke beter aangepast is bij de gewijzigde omstandigheden van waarnemen. In kolom III zijn de verhoudingen $\overline{E_s'} : \overline{E_s}$ gegeven, welke men vindt, wanneer men $\overline{V_s}(\lambda)$ zoo kiest, dat de drempelwaarden voor de verschillende gekleurde lichtsoorten zooveel mogelijk gelijk worden.

We zien nu het merkwaardige resultaat, dat de verhouding $\overline{E_s'} : \overline{E_s}$ behoorlijk constant wordt, maar dat de gemiddelde waarde daarvan boven de 1 ligt, nl. bij 1,75 (de afwijkingen ten opzichte van deze gemiddelde waarde zijn in de tabel tusschen haken aangegeven). Dit beteekent, dat voor puntvormige lichtbronnen de volgende, analoog aan de somwet opgebouwde onderstelling:

„Wanneer een straling met vermogen S_1 (spectraalverdeeling 1) en een straling met vermogen S_2 (spectraalverdeeling 2) beide een drempelwaarde voorstellen, dan is dit ook het geval met het mengsel $aS_1 + (1-a)\,S_2$"

niet juist kan zijn.

Practische gevolgtrekkingen en toepassingen op verduisteringsproblemen

We zullen nu eenige toepassingen van de bovenvermelde resultaten op verduisteringsproblemen geven:

a) Het gebruik van de begrippen Dunkelleuchtdichte en Dunkelbeleuchtungsstärke

Uit het bovenstaande trekken we de conclusie, dat voor den weggebruiker, die bij lage verlichtingssterkten een groot gezichtsveld waarneemt, de helderheid, in Skot gemeten, een goede maat voor de zichtbaarheid vormt, maar dat voor een vliegenier, die veelal puntvormige objecten zal trachten waar te nemen, de zichtbaarheid zeker niet ondubbelzinnig samenhangt met de Nox-waarde van de oogverlichting. Bij lichtvlekken van tenminste eenige graden diameter vergemakkelijkt dus het invoeren van de nieuwe helderheidsbegrippen het berekenen van de drempelwaarde, maar bij lichtpunten is dit niet het geval. Beschouwt men bijv. de laatste in tabel I genoemde kleur, dan moet men bij gebruik van de klassieke oogverlichting (kolom I) zeggen: „ de drempelwaarde, in lux uitgedrukt, is voor wit licht ca 3,9 maal die voor blauw licht", terwijl men bij gebruik van de Dunkelbeleuchtungsstärke volgens kolom II zou moeten zeggen: „de drempelwaarde, in Nox uitgedrukt, is voor blauw licht ca 3,4 maal die voor wit licht". Het is duidelijk, dat in dit geval de invoering van de nieuwe begrippen geenerlei voordeel heeft gebracht.

We kunnen de in kolom II van tabel I geconstateerde afwijkingen ook aldus formuleeren: voor den vliegenier, die lichtpuntjes waarneemt, ligt de drempelwaarde voor blauw licht belangrijk hooger dan men zou verwachten, of wel, voor blauw licht geeft het Purkyne-effect den vliegenier minder groote voordeelen dan den weggebruiker. Een dergelijk verschil kan men als een voordeel van het gebruik van blauw licht opvatten, waaraan we echter direct moeten toevoegen, dat dit alleen geldt voor het geval, dat het blauwe licht uitsluitend gebruikt wordt om de algemeene oriëntatie voor den weggebruiker mogelijk te maken. In alle gevallen, waarbij het er voor den weggebruiker op aankomt om bepaalde teekens (bijv. letters als aanduiding voor schuilplaatsen) te herkennen, heeft het blauwe licht belangrijke nadeelen, daar bij dit licht de gezichtsscherpte zeer klein is.

b) Schatting van de drempelwaarde voor gekleurde puntvormige lichtbronnen

Om ondanks de gebleken ondoeltreffendheid van het begrip Dunkelbeleuchtungsstärke en het niet geldig zijn van een somwet schattingen te kunnen maken over de drempelwaarde voor gekleurde, puntvormige lichtbronnen, brengen we het experimenteele materiaal van tabel I in de vorm van *fig. 3*. Hierin is in horizontale richting uitgezet de verhouding der drempelwaarden van de klassieke oogverlichting (E_k' voor gekleurd licht, E_k voor gloeilampenlicht), zooals men die zou berekenen bij de onderstelling, dat de Dunkelbeleuchtungsstärke of de subjectieve helderheid hier een goede maat voor de zichtbaarheid was, met andere woorden dat $E_s' : E_s$ gelijk 1 zou zijn.

In verticale richting zijn de experimenteel gevonden waarden van $E_k' : E_k$ uitgezet. De gevonden waarden zijn door de getrokken lijn verbonden. De figuur geldt alleen voor lichtbronnen, die het grootste gedeelte van hun licht in een betrekkelijk smal spectraal gebied uitstralen. Om van een dergelijke lichtbron de drempelwaarde te bepalen, berekent men nu eerst $(E_k'/E_k)_{\text{theor}}$ volgens de formule:

$$E_k' : E_k = \frac{E_s}{E_k} : \frac{E_s'}{E_k'},$$

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

waarin de twee quotienten aan de rechter zijde met behulp van verg. (8) kunnen worden bepaald. Daarna vindt men met behulp van fig. 3 de bijbehoorende waarde $(E_k'/E_k)_{exp}$.

Voor de lichtbronnen wier straling over het heele spectrum verdeeld is, geldt fig. 3 niet en kan men geen conclusies trekken: hier zal een experimenteele bepaling noodzakelijk zijn. Voor kleine lichtvlekjes, die toch nog niet als puntvormig te beschouwen zijn (ongeveer tusschen 2′ en 1°), zal men de getrokken kromme van fig. 3 moeten vervangen door een andere kromme, die tusschen de getrokken kromme en de gestippelde rechte verloopt en wel des te dichter bij deze laatste naarmate het lichtvlekje grooter is.

c) Het gebruik van de filtermethode voor verduisteringsdoeleinden

Bij het gebruik van de filtermethode, die bestaat in het zoodanig combineeren van gekleurde lichtbronnen en gekleurde vensterruiten, dat de ruit wel een behoorlijk percentage van het daglicht doorlaat, doch het gekleurde kunstlicht bijna geheel absorbeert [18]), is het kleine percentage licht, dat nog naar buiten treedt, veelal vrij sterk gekleurd, zoodat we met het berekenen van de drempelwaarde op moeten passen.

Combineert men natriumlicht met groene vensterruiten, dan bevat het uitstralende licht vrijwel uitsluitend de gele natriumlijnen. Uit tabel I zien we, dat voor deze kleur de drempelwaarde van de oogverlichting ca 4,7 maal zoo hoog ligt als voor gloeilampenlicht. Nu kan men deze factor echter niet geheel in rekening brengen, daar het natriumlicht een zoo opvallende kleur heeft, dat de correctiefactor N, die aangebracht moet worden om van de

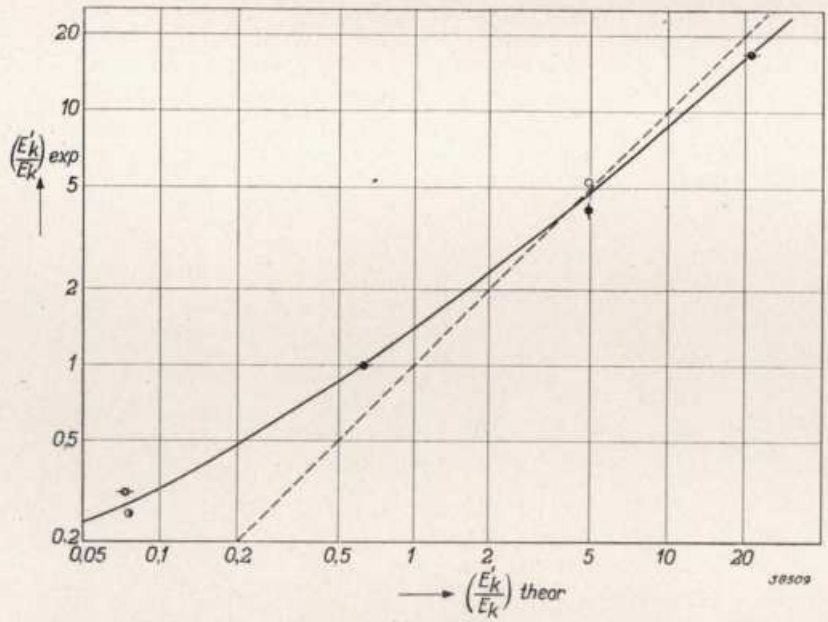


Fig. 3. Het bepalen van de drempelwaarden voor gekleurde, puntvormige lichtbronnen. Men berekent eerst de verhouding $(E_k' : E_k)_{theor}$ van de drempelwaarden van de oogverlichting voor gekleurd licht en voor gloeilampenlicht, aannemende dat voor diverse kleuren hetzelfde aantal Nox vereischt is. Met behulp van de getrokken kromme bepaalt men hieruit de werkelijke verhouding $(E_k' : E_k)_{exp}$ der drempelwaarden. De methode mag alleen worden toegepast voor lichtbronnen, die het grootste gedeelte van hun licht in een betrekkelijk smal spectraal gebied uitstralen.

laboratoriumwaarden tot de practische drempelwaarden te komen [17]) ongetwijfeld lager moet worden gekozen dan voor wit licht. De werkelijke verhouding van de drempelwaarden der oogverlichting zal dus kleiner zijn dan 4,7, maar nog steeds grooter dan 1, zoodat we bij onze berekeningen aan de veilige kant blijven, wanneer we het doorgelaten licht behandelen, alsof het wit licht ware.

Combineert men gloeilampen in oranjegeel glas met groene ruiten, dan berekent men uit de doorlatingskromme van Matthews en Van Liempt [18]) (fig. 2) $(E_k' : E_k)_{theor} = 0{,}62$. Daar ook hier het grootste deel van het licht in een betrekkelijk smal spectraal gebied wordt uitgestraald, kunnen we deze waarde met behulp van fig. 3 corrigeeren en vinden $(E'_k : E_k)_{exp} = 0{,}99$. Daar we bij deze kleur voor de correctiefactor N een waarde moeten verwachten, die niet veel van die voor wit licht afwijkt, is het ook hier geoorloofd om de invloed van het gekleurd zijn van het licht op de zichtbaarheid te verwaarloozen.

[18]) Philips techn. T. 5, 97, 1940.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

MAGNETISCHE OLIEFILTERS

door J. A. HARINGX.

66.067.3:621.318

Voor het verwijderen van ijzerdeeltjes uit circuleerende smeerolie zijn filters geconstrueerd, waarin de olie door een magnetisch veld stroomt. In dit artikel wordt een dergelijk filter beschreven, dat behalve een goede vangende werking nog verschillende voordeelen heeft, als: zeer gering drukverlies in het oliecircuit, geen kans op verstopt-raken van het filter, gemakkelijke reiniging van het filter bij verzadiging. De werking van deze filters wordt nader onderzocht. In het normale bedrijf, waar door slijtage der gesmeerde machine-onderdeelen steeds nieuwe ijzerdeeltjes in de olie komen, blijkt een evenwicht op te treden, gekenmerkt door een zekere restconcentratie van ijzer in de olie. Met het geleidelijk volraken van het filter verschuift het evenwicht naar hoogere concentraties. Stelt men een bepaalde grens voor de restconcentratie vast, dan kan hieruit de tijd worden berekend, na welke het filter moet worden schoongemaakt. Door een reeks proeven zijn de hiervoor noodige gegevens verkregen. De resultaten zijn verwerkt tot een grafiek, waarin ook de invloed van de viscositeit van de olie in rekening wordt gebracht.

Bij het onder druk smeren van kussenblokken, tandwielen, enz. is het van groot belang de circuleerende smeerolie zoo zuiver mogelijk te houden. Is de olie verontreinigd, bijv. door fijne ijzerdeeltjes, die van slijtage der langs elkaar glijdende onderdeelen afkomstig zijn, dan wordt niet alleen de vorming van een ongestoorde oliefilm verhinderd, zoodat het smeervermogen afneemt, maar bovendien veroorzaken de deeltjes door hun slijpende werking weer een extra slijtage der genoemde onderdeelen. Voorts bevorderen fijn verdeelde metalen, en wel in het bijzonder ijzer, door katalytische werking het verzuren van de olie, hetgeen eveneens van nadeel is voor de smerende eigenschappen.

Naast de oude textiel- of kopergaasfilters, die voor het reinigen van de circuleerende smeerolie worden gebruikt, vinden in de laatste jaren voor dit doel magnetische filters een steeds uitgebreider toepassing. Een magnetisch filter van eenvoudige constructie werd reeds eenige jaren geleden in dit tijdschrift beschreven [1]), terwijl daar ook verschillende toepassingsvoorbeelden werden besproken. Inmiddels is een nieuw filter van verbeterde constructie ontwikkeld (type nr. 7715) [2]) en zijn een reeks onderzoekingen omtrent de werkingswijze dezer magnetische oliefilters verricht. Over een en ander handelt het onderstaande artikel.

De constructie

Om de essentieele punten van de nieuwe constructie duidelijk te kunnen maken, is het wellicht het eenvoudigst, eerst even de vroeger beschreven constructie te bekijken. Deze is in *fig. 1* weergegeven. In een ijzeren huis is een permanente magneet bevestigd zoodanig, dat een magnetisch circuit met een ringvormige luchtspleet wordt gevormd. Door deze spleet stroomt de te reinigen olie. Daarbij is de constructie zoo gekozen, dat de stroomlijnen van de olie en de lijnen, waarlangs de ijzerdeeltjes naar de magneet worden getrokken, elkaar volgens zoo klein mogelijke hoeken snijden; hierdoor is reeds een betrekkelijk kleine zijdelingsche versnelling der in de olie zwevende ijzerdeeltjes voldoende om ze uit de stroom weg en naar het oppervlak van de magneet te voeren.

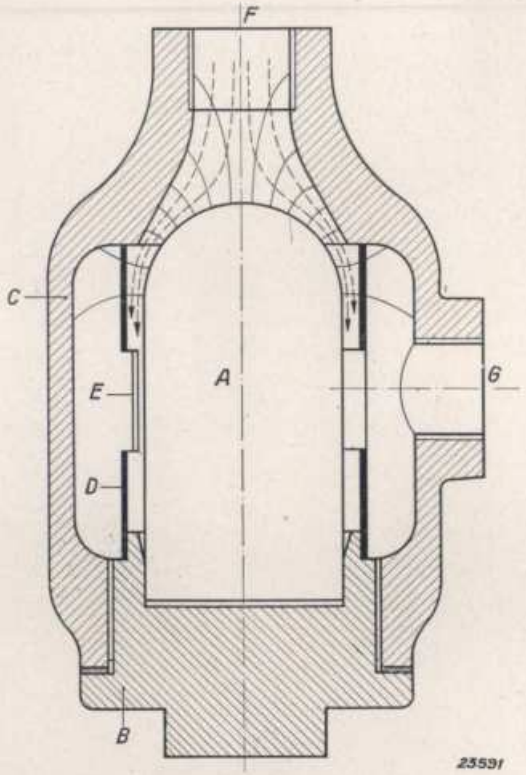


Fig. 1. Magnetisch oliefilter van oude constructie. Het magnetisch circuit wordt gevormd door de permanente magneet *A*, de ijzeren dop *B* en het ijzeren huis *C*. De bij *F* binnentredende olie stroomt door de luchtspleet tusschen *A* en *C*, passeert de gaten *E* in de messing bus *D* en verlaat het filter bij *G*. De stroomingslijnen van de olie zijn gestippeld, de magnetische krachtlijnen getrokken.

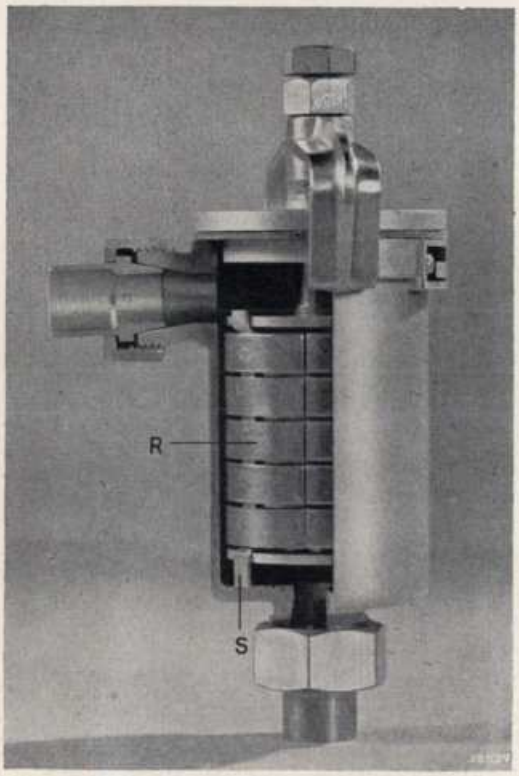
[1]) L. H. de Langen, Philips techn. T. **2**, 295, 1937.
[2]) J. B. Aninga, Polytechn. Wbl. **33**, 86, 1939.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

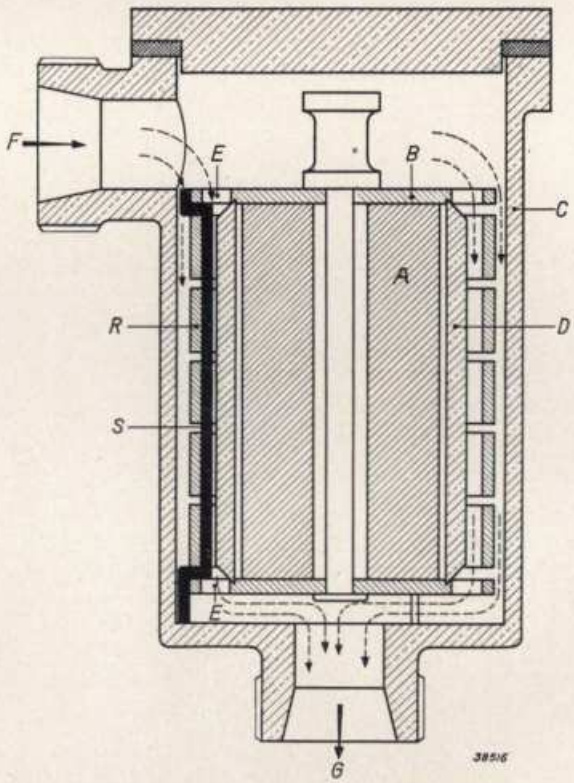
www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

Hoewel dit filter een zeer behoorlijke reinigende werking had en in staat was om groote hoeveelheden ijzerslijtsel op te nemen, bleken er in de practijk verschillende onaangename verschijnselen op te treden, wanneer het filter eenmaal de grens van zijn opnemingsvermogen naderde. Door het afzetten van het slijtsel wordt de beschikbare opening voor het doorstroomen van de olie — welke opening met het oog op het verkrijgen van een sterk magnetisch veld toch al niet zeer wijd kon worden gemaakt — hoe langer hoe nauwer, met het gevolg, dat er eenerzijds een belangrijk drukverlies in het filter optreedt, terwijl anderzijds meer dan eens een plukje van het afgezette slijtsel door de olie wordt weggerukt en opnieuw aan de circulatie gaat deelnemen. Verder was het schoonmaken van het gevulde filter vrij lastig, daar de magneet het slijtsel hardnekkig tracht vast te houden — wat immers ook zijn taak is en hem dus niet verweten mag worden.

Bij de nieuwe constructie is nu afgestapt van de gedachte, dat de stroomlijnen van de olie en de lijnen van aantrekking der ijzerdeeltjes elkaar onder slechts kleine hoeken moeten snijden. Inderdaad is deze voorwaarde, gezien de zeer groote magnetische veldsterkten, die men met de tegenwoordig beschikbare magneetstalen kan verkrijgen, niet meer zoo belangrijk, en door deze eisch te laten vallen konden de hierboven genoemde nadeelen worden vermeden.



a



b

Fig. 2. Magnetisch filter van nieuwe constructie. Op de doorsneeteekening (*b*) ziet men de permanente magneet *A*, die met de poolplaten *B* en de vijf ringen *R* het magnetisch circuit vormt. De bij *F* binnentredende olie stroomt, o.a. via de gaten *E* in de poolplaten, aan de binnen- en buitenwand van het stel ringen voorbij, dus niet door, maar langs de luchtspleten. Het huis *C* en de bus *D* zijn van niet-magnetisch materiaal. Bij *G* treedt de olie uit. De ringen zijn tweedeelig, hetgeen op de foto (*a*) van het opengesneden filter goed te zien is, en worden door de er aan gelaschte messing strippen *S* op hun plaats gehouden. Op de uiteinden van deze strippen rust tevens het geheele magneetsysteem. Na afschroeven van het deksel van het huis kan het magneetsysteem met behulp van het erop aangebrachte handvat uit het huis worden getrokken.

De nieuwe constructie is in *fig. 2a* en *b* afgebeeld. Het magnetisch circuit is opgebouwd uit een cylindervormige magneet, die van twee schijfvormige poolschoenen is voorzien, en vijf om de magneet aangebrachte, met kleine tusschenruimten boven elkaar geplaatste, weekijzeren ringen. In de tusschenruimten — de luchtspleten — ontstaan sterke magnetische velden. De olie stroomt nu echter niet door, maar binnen en buiten langs de luchtspleten, hetgeen in *fig. 3* nog is verduidelijkt. Zooals men ziet, zijn het feitelijk de gespreide krachtlijnen van het magnetisch veld, die de in de olie zwevende ijzerdeeltjes uit hun oorspronkelijke baan

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

trekken en in de luchtspleten doen belanden. Doordat de ijzerdeeltjes nu buiten de oliestroom worden afgezet, is het losrukken van plukjes onmogelijk gemaakt, terwijl ook geen noemenswaardige ver-

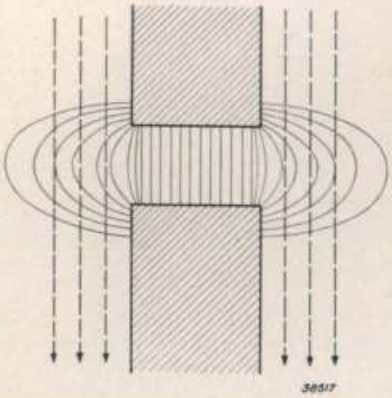


Fig. 3. Schets van het verloop van stroomingslijnen (gestippeld) en magnetische krachtlijnen (getrokken) in de nabijheid van één der luchtspleten.

hooging van het drukverlies kan optreden, wanneer het filter zich geleidelijk met slijtsel vult. Bij de hieronder te beschrijven proefnemingen bleek het drukverlies, bij een doorstroomsnelheid van 500 l/uur en een viscositeit van de olie van 35 cp [3]), tijdens het bedrijf slechts op te loopen van 0,05 atm in leege toestand tot 0,10 atm in vrijwel gevulde toestand van het filter. Practisch speelt een drukverlies van deze geringe grootte geen rol, althans valt het in het niet bij de drukverliezen, welke bij deze doorstroomsnelheid in textielfilters optreden. Hoe het drukverlies voor andere waarden van de viscositeit verloopt, is in *fig. 4* te zien, waarin kromme *a* voor leege toestand en kromme *b* voor vrijwel gevulde toestand van het filter geldt.

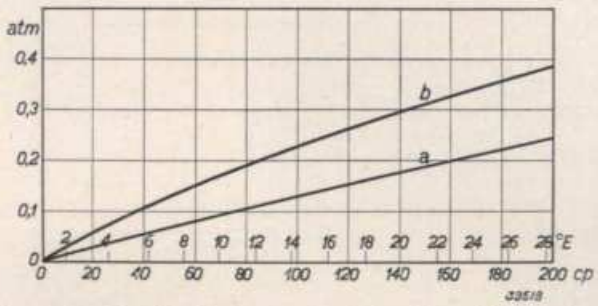


Fig. 4. Drukverlies in het magnetische filter, bij een doorstroomsnelheid van 500 l/uur, als functie van de viscositeit van de olie in cp resp. °E. Kromme *a* geldt voor het schoone filter, *b* voor het met 7 gram slijtsel gevulde filter.

[3]) Een vloeistof heeft de viscositeit 1 poise (p) of 100 centipoise (cp), wanneer een schuifspanning van 1 dyne/cm² noodig is om in de vloeistof een snelheidsgradiënt van 1 (cm/sec)/cm te handhaven. Bij 20 °C heeft bijv. water een viscositeit van rond 1 cp, raapolie één van rond 100 cp. Technisch wordt de viscositeit meestal in een empirische schaal (graden Engler, °E) opgegeven, die in fig. 4 mede op de abscis is aangegeven. De omrekening in cp is niet geheel exact mogelijk.

Ook het reinigen van het gevulde filter kon bij de nieuwe constructie veel gemakkelijker worden gemaakt dan bij de oude. Hiertoe zijn de ringen ieder samengesteld uit twee deelen, die door messing strippen los op hun plaats worden gehouden. Voor het schoonmaken haalt men het geheele magneetsysteem uit het huis en kan dan de ringhelften gemakkelijk van de magneet aftrekken. Doordat de ringen nu niet meer magnetisch zijn, kan het slijtsel zonder moeite met één of andere vloeistof, bijv. benzine, trichlooraethyleen of derg., worden weggespoeld. Om te verhinderen, dat zich ijzerdeeltjes op de permanente magneet zelf afzetten, is tusschen deze en de ringen een niet-magnetische bus aangebracht (*D* in fig. 2*b*).

De hoeveelheid slijtsel, die het filter kan opnemen, is evenredig met het totale volume der luchtspleten. Hoe grooter echter dit volume, hoe kleiner de magnetische veldsterkte, die kan worden verkregen. Hier moest dus naar een geschikt compromis worden gestreefd. Met de gekozen afmetingen der luchtspleten (1,5 mm lang, 275 mm² doorsnede, dus totaal volume $6 \times 415 =$ ca 2500 mm³) kunnen in totaal ca 10 gram ijzerslijtsel worden

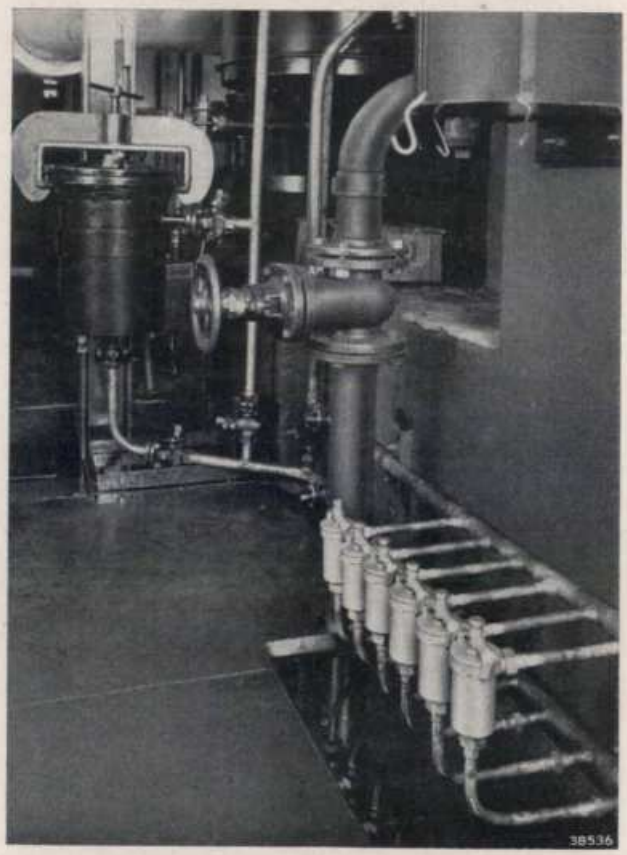


Fig. 5. Gedeelte van het smeersysteem van een 800 pk-Dieselmotor. Op de voorgrond ziet men zes magnetische filters, die parallel in de olieleiding zijn geschakeld. Links achteraan in de cylindrische bak bevindt zich een kopergaasfilter, dat voor het verwijderen van grove verontreinigingen uit de olie dient.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

opgenomen, terwijl een magnetische veldsterkte van 8000 gauss is verkregen.

Een tweede compromis was noodzakelijk, wat betreft de doorsnede van het voor de olie beschikbare doorstroomkanaal. Dit kanaal moest nauw gemaakt worden om de te vangen ijzerdeeltjes zoo dicht mogelijk langs de luchtspleten te voeren. Anderzijds kan bij een nauwer kanaal minder olie per uur worden verwerkt, wil men niet de stroomingssnelheid van de olie opvoeren, waardoor weer de kans zou worden verhoogd, dat ijzerdeeltjes aan de vangende werking van het filter ontglippen. De tenslotte gekozen afmetingen (doorsnede 550 mm²) maken het mogelijk om 500 liter olie per uur te verwerken. In speciale gevallen, waar grootere doorstroomcapaciteiten noodig zijn, kan men verscheidene filters parallel in de olieleiding schakelen. Een voorbeeld van een dergelijke installatie, met zes filters, is in *fig. 5* weergegeven.

Nadere beschouwing van de werking van het filter

Brengt men het magnetisch filter in een gesloten systeem aan, waarin sterk door ijzer verontreinigde olie circuleert, dan ziet men de olie slechts geleidelijk opklaren, bijv. binnen een kwartier of een half uur. Daaruit blijkt, dat bij het passeeren niet alle ijzerdeeltjes ineens door het filter gevangen worden, maar telkens slechts een zekere fractie ervan: de olie moet het filter vele malen doorloopen, alvorens de concentratie van het ijzer practisch tot nul is gedaald. Wordt in het systeem doorloopend een zekere hoeveelheid nieuw slijtsel gevormd, dan blijkt de genoemde concentratie nooit beneden een bepaalde waarde te komen.

Zooals we nog zullen zien, is deze grenswaarde van de concentratie wel veel en veel lager dan de concentratie, die men in de olie zou aantreffen zonder gebruik van het filter; maar geheel te verwaarloozen zijn de restconcentraties in het algemeen niet. Het was daarom gewenscht de vangende werking van het filter nader te onderzoeken.

De restconcentratie

In *fig. 6* is de situatie, waarin het filter wordt gebruikt, schematisch voorgesteld. De smeerolie, die door een pompje in circulatie wordt gehouden, komt uit een vergaarbak, doorloopt eerst het filter, dan het te smeren machine-onderdeel en keert daarna naar de vergaarbak terug.

Stel, dat de olie in de vergaarbak een ijzerconcentratie c_1 bezit. Is V de per tijdseenheid door het filter stroomende hoeveelheid olie, dan krijgt het filter per tijdseenheid een hoeveelheid ijzerdeeltjes c_1V te verwerken. In eerste benadering kunnen we nu onderstellen, dat steeds eenzelfde fractie van deze aangevoerde hoeveelheid door het filter wordt vastgehouden. De in het filter reeds

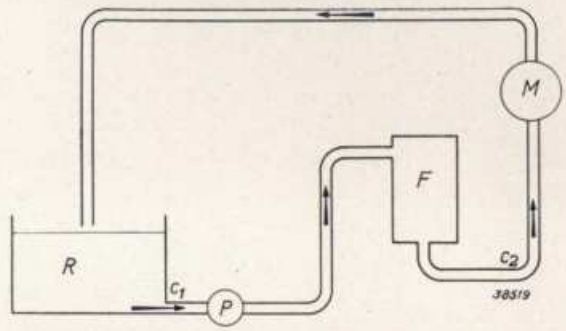


Fig. 6. Schematische voorstelling van een smeersysteem met circuleerende olie. R vergaarbak, P oliepompje, F magnetisch filter, M te smeren machine-onderdeel. De olie heeft vóór het filter een ijzerconcentratie c_1, achter het filter een ijzerconcentratie c_2.

gevangen hoeveelheid slijtsel, die we G noemen, groeit dus per tijdseenheid met het bedrag

$$\Delta G = \gamma\, c_1 V, \quad \ldots\ldots \quad (1)$$

waarin γ een factor kleiner dan 1 is, die we in het vervolg als vangcoëfficient willen aanduiden.

Is Q de per tijdseenheid gevormde hoeveelheid nieuw slijtsel, dan kan Q grooter of kleiner dan ΔG of gelijk aan ΔG zijn. In het geval $Q > \Delta G$ wordt meer slijtsel in de circuleerende olie gebracht dan er aan wordt onttrokken. De concentratie c_1 van het ijzer zal dus geleidelijk stijgen, daarmee wordt echter volgens (1) ook de per tijdseenheid gevangen hoeveelheid ΔG grooter, totdat het toevoegen en het onttrekken van ijzer aan de olie elkaar juist in evenwicht houden, dwz. totdat $Q = \Delta G$. Evenzoo zal, wanneer $Q < \Delta G$ is, de concentratie c_1 allengs dalen, totdat ook ΔG zoover gedaald is, dat $Q = \Delta G$. We zien dus, dat zich in ieder geval na eenige tijd een evenwichtstoestand zal instellen, waarin

$$\Delta G = Q = \gamma\, c_1 V \quad \ldots\ldots \quad (2)$$

Hieruit kunnen we de te verwachten restconcentratie c_1 berekenen. Nu moeten we echter nog bedenken, dat de concentraties van het ijzer vóór en achter het filter niet even groot zijn. Immers, van de in het filter tredende hoeveelheid ijzer c_1V wordt een gedeelte $\gamma\, c_1 V$ aldaar vastgehouden. Er treedt dus slechts de hoeveelheid $(1-\gamma)\, c_1 V$ uit, dwz. de concentratie c_2 van het ijzer in de olie, die aan het machine-onderdeel wordt toegevoerd, bedraagt

$$c_2 = (1-\gamma)\, c_1 \quad \ldots\ldots \quad (3)$$

Met (2) volgt hieruit

$$c_2 = \frac{1-\gamma}{\gamma}\,\frac{Q}{V} \quad \ldots\ldots \quad (4)$$

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

Heeft het filter gedurende een tijd t in de evenwichtstoestand gewerkt, dan heeft het, bij een constante toevoeging (Q) van nieuw slijtsel aan de olie, in totaal opgenomen een hoeveelheid ijzer:

$$G = Q \cdot t \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Een getallenvoorbeeld: stel, dat in het machineonderdeel $Q = 5$ mg/uur nieuw slijtsel ontstaat en dat de vangcoëfficient de zeer laag schijnende waarde $\gamma = 0{,}01$ heeft. Vullen we voor V nog de bovenvermelde waarde van 500 l/uur in, dan wordt c_2 slechts 1 mg/l.

Bij een vangcapaciteit $G_{max} = 7$ gram moet het filter volgens (5) na 1400 uren bedrijf worden schoongemaakt. Zonder gebruik van het filter zou er na deze 1400 uren, wanneer in totaal bijv. 50 liter olie aan de circulatie deelnemen, een ijzerconcentratie van 140 mg/l aanwezig zijn [4])!

Nadere beschouwing van de vangcoëfficient

Hoe groot is nu de vangcoëfficient γ van het beschreven filter? Hierop is niet direct een antwoord te geven, daar de hierboven gemaakte onderstelling van een constante waarde van γ geenszins strookt met de werkelijkheid. De vangcoëfficient hangt van een aantal factoren af, waarvan de voornaamste zijn: de vullingsgraad G van het filter, de ijzerconcentratie c_1 in de olie, de viscositeit van de olie, de doorstroomsnelheid en de grootte der ijzerdeeltjes. De drie laatste factoren blijven tijdens het bedrijf in eerste instantie onveranderd, of kunnen althans bij de hierna te beschrijven proefnemingen constant worden gehouden. Voor de eerste twee geldt dit echter niet, zoodat we onze beschouwingen op dit punt nog wat moeten uitbreiden. We bespreken eerst de invloed van de vullingsgraad G.

Wanneer het filter geheel met slijtsel is gevuld, moet γ in ieder geval tot de waarde nul naderen. Deze overgang naar nul vindt niet abrupt plaats, hetgeen eenigszins is te begrijpen, wanneer men overweegt, dat door de opgenomen ijzerdeeltjes het magnetisch veld zelf wordt beïnvloed. De veldsterkte zal grooter worden door de vermindering van de magnetische weerstand der luchtspleten, tevens echter zal de spreiding, waarvan we het juist moeten hebben, geringer worden. Het laatstgenoemde effect blijkt het te winnen en men krijgt voor het verloop van γ met G een kromme van de in *fig. 7* geschetste vorm.

Het gevolg van deze variatie van γ met G is, dat we strikt beschouwd niet meer van een bepaalde evenwichtstoestand kunnen spreken: tijdens het bedrijf, waarbij het filter zich langzaam met slijtsel vult, zal γ langzaam afnemen en de ijzerconcentratie in de olie zal langzaam oploopen. Toch blijkt uit een nadere beschouwing, dat bij niet al te sterke variatie van γ met G — een voorwaarde, waaraan in de practijk altijd is voldaan — de achtereenvolgens doorloopen toestanden van het systeem toch nog opgevat mogen worden als een geleidelijk verschuivend evenwicht. Dit beteekent, dat we verg. (4) voor de berekening van c_2 mogen blijven toepassen, waarbij alleen voor γ op elk oogenblik een andere, bij de desbetreffende vullingsgraad G behoorende waarde moet worden ingevuld.

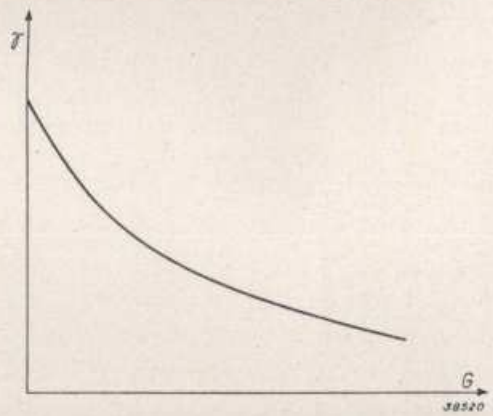


Fig. 7. Globale vorm van het verloop van de vangcoëfficient γ met de vullingsgraad G van het filter.

Stelt men de eisch, dat de restconcentratie c_2 van het ijzer een bepaalde waarde niet mag overschrijden, dan houdt dit nu in, dat het filter gereinigd moet worden niet wanneer het vol is, maar reeds eerder, nl. wanneer de vangcoëfficient tot die waarde γ is gedaald, die volgens (4) bij de toelaatbare waarde van c_2 behoort. Uit een grafiek als in fig. 7 kan men dan aflezen, bij welke vullingsgraad G het reinigen van het filter zal moeten plaatsvinden, en uit verg. (5) berekent men, na welke tijd deze vullingsgraad zal optreden. Weliswaar geldt verg. (5) nu niet meer exact, daar in verband met het langzame verschuiven van het evenwicht een zekere hoeveelheid van het nieuw gevormde slijtsel aangewend wordt om de ijzerconcentratie in de olie te verhoogen. Gezien echter de kleine concentratie en de kleine hoeveelheden olie, die normaal voor het circuleeren worden gebruikt, is de afwijking van verg. (5) slechts gering.

Als tweede tijdens het bedrijf varieerende factor, die van invloed is op de vangcoëfficient, noemden we de concentratie c_1 zelf. Deze invloed is kwalitatief ook weer gemakkelijk te begrijpen. Het in fig. 3 geschetste krachtlijnenbeeld zal nl. eenigszins gewijzigd worden, wanneer aan weerskanten van

[4]) In het algemeen zal men in de practijk, vóór dergelijke hooge concentraties worden bereikt, tot verversching van de olie moeten overgaan.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

de eigenlijke luchtspleet de magnetische weerstand door aanwezigheid van vele ijzerdeeltjes wordt verminderd. De „spreiding" neemt als het ware toe met de ijzerconcentratie in de olie, en daarmee stijgt ook de vangende werking van het veld. Dit effect blijkt zelfs zeer aanzienlijk te zijn.

Het feit, dat γ van c_1 afhangt, kunnen we op geheel analoge wijze in rekening brengen als hierboven. Voor elke, door een bepaalde waarde van G en van c_1 gekenmerkte, toestand is er een zekere waarde van de vangcoëfficient γ. Stellen we dit verband grafisch voor, door γ als functie van G uit te zetten voor een reeks waarden van c_1 (*fig. 8*), dan kunnen we wederom aflezen, bij welke vullingsgraad G het filter gereinigd zal moeten worden, wanneer we een bepaalde maximale restconcentratie c_2 voorschrijven. Immers uit c_2 is γ te berekenen volgens (4) en c_1 volgens (3). Hieronder zullen we zien, hoe deze grafiek nog wat eenvoudiger kan worden opgezet; aan het principe verandert daarbij echter niets.

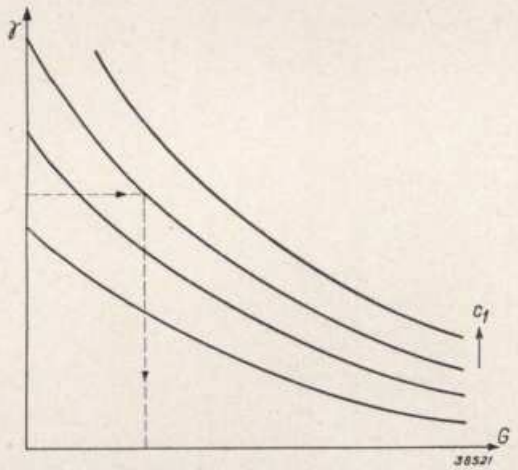


Fig. 8. Globale vorm van de krommenschaar, die de vangcoëfficient γ aangeeft als functie van de vullingsgraad G, met als parameter de ijzerconcentratie c_1 aan de ingang van het filter. Is een bepaalde restconcentratie c_2 aan de uitgang van het filter toegelaten, dan kan hieruit met verg. (4) en (3) γ en c_1 worden berekend, waarna uit deze grafiek de toelaatbare vullingsgraad kan worden afgelezen.

Experimenteele bepaling van de vangcoëfficient

Het gaat er nu om, het in fig. 8 geschetste verband γ (G; c_1) voor ons filter nader te onderzoeken, hetgeen niet goed anders dan proefondervindelijk kan geschieden. De noodige proeven zou men zooveel mogelijk bij de practijk willen aansluiten. Men zou dan voor een constante en gelijkmatig over de olie verdeelde toevoer Q van ijzerdeeltjes moeten zorgen, en om het geheele gebied van vullingsgraden te omvatten zou men de proef voor elke Q (met de hiervoor kenmerkende reeks van doorloopen concentraties c_1) zeer lang moeten voortzetten, zooals uit het boven aangehaalde getallenvoorbeeld blijkt. Om dit te vermijden hebben we de proeven wat anders ingericht. Er werd nl. slechts éénmaal, aan het begin van elke proef, een bepaalde hoeveelheid (H) ijzerdeeltjes aan de circuleerende olie (totale hoeveelheid v) toegevoegd. In tegenstelling met het normale geval, waarbij de ijzerconcentratie in de olie met het vol-raken van het filter zeer langzaam oploopt, hebben we hier te maken met een vrij snelle daling van de concentratie en is de proef reeds na enkele uren geëindigd. Het verloop van de concentratie c_1 met de tijd wordt bepaald door op gezette tijden c_1 chemisch te meten. De vangcoëfficient γ vindt men dan als volgt. Op elk oogenblik geldt

$$G = H - vc_1. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

De in het filter gevangen ijzerhoeveelheid G groeit dus per tijdseenheid met

$$\frac{dG}{dt} = -v\frac{dc_1}{dt}.$$

Anderzijds was deze aanwas volgens de definitie van de vangcoëfficient (verg. 1) gegeven door $\gamma c_1 V$. Derhalve is

$$\gamma c_1 V = -v\frac{dc_1}{dt},$$

$$\gamma = -\frac{v}{V}\frac{d\ln c_1}{dt}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Zetten we dus $\ln c_1$ uit tegen t, dan volgt γ uit de helling van de verkregen kromme.

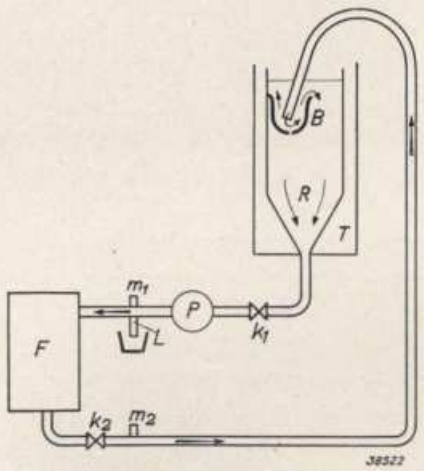


Fig. 9. Opstelling voor de proeven ter bepaling van de vangcoëfficient. R vergaarbak, T thermostaat, P tandwielpompje, F magnetisch filter, $k_1 k_2$ kranen. Om in de vergaarbak een rechtstreeksche strooming tusschen aan- en afvoer te vermijden, waardoor het ijzer zich niet gelijkmatig over de olie zou verdeelen, mondt de aanvoer in een bus B uit, over welks rand de olie naar alle zijden uitvloeit. In de bodem van de bus is een klein gaatje aangebracht, om te verhinderen, dat eventueel in de bus bezinkend ijzer zich aan de circulatie onttrekt. Op gezette tijden wordt door de leiding L een kleine hoeveelheid olie afgetapt om de ijzerconcentratie te bepalen. Bij m_1, m_2 werd een differentiaalmanometer aangesloten, die het drukverlies in het filter aanwijst.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

Bij alle proeven werd met de maximale doorstroomsnelheid $V = 500$ l/uur gewerkt, terwijl de sterk met de temperatuur varieerende viscositeit van de olie constant werd gehouden door de vergaarbak in een thermostaat te plaatsen. De proeven werden genomen met een zeer fijn carbonylijzerpoeder, dat wat vorm en grootte der deeltjes (ca 2 micron) betreft, goed gelijkt op het in de practijk meest voorkomende slijtsel. Na het toevoegen van het poeder ($H = 1$ à 10 gram op $v = 5$ liter olie) werd de olie eerst gedurende enkele uren rondgepompt zonder magneet in het filter, om het toegevoegde ijzer gelijkmatig in de olie te verdeelen. Hierbij moest er speciaal op worden gelet, dat alle olie aan de circulatie deelnam, dwz. dat er in de vergaarbak geen directe strooming van de aanvoer naar de afvoer optrad. *Fig. 9* laat zien, hoe de opstelling hiervoor werd gekozen.

De zoo eenvoudig lijkende proeven bevatten nog verschillende valstrikken. Tijdens het aanloopen van het circulatiepompje bijv. bestaat er groote kans op het ontstaan van fijne luchtbelletjes in de olie, welke naderhand geen kans meer krijgen om uit de snel stroomende olie te ontsnappen en welke bij het passeeren van het filter door hun oppervlaktespanningen het afzetten van ijzerdeeltjes aanzienlijk kunnen beïnvloeden. Door het aanloopen zoo geleidelijk mogelijk te doen geschieden wordt de vorming van luchtbelletjes practisch vermeden. Verder blijkt er op verschillende plaatsen van de wand van het circulatie-systeem een weinig ijzerpoeder achter te blijven, hetgeen oorzaak is, dat de ijzerconcentratie in de olie iets kleiner wordt, dan aan verg. (6) beantwoordt. Dit kan men in rekening brengen door zoowel voor H als voor v een gecorrigeerde waarde aan te nemen. Verder is de concentratie c_1 in verg. (6) feitelijk een gemiddelde waarde over de totale hoeveelheid olie, terwijl de werking van het filter door de concentratie ter plaatse van de toevoer wordt bepaald. Ook hiervoor moet een correctie ingevoerd worden en wel door in de ln c_1-t-kromme de ter plaatse t gevonden helling (γ) te correleeren met de over een aansluitend tijdsinterval τ gemiddelde waarde van c_1; hierbij is τ de tijd noodig voor het éénmaal rondpompen van de geheele hoeveelheid olie, in ons geval ongeveer 36 sec. Toch vertoonen de resultaten na al deze correcties nog vrij sterke strooiïngen, veroorzaakt door de beperkte nauwkeurigheid van de meting der concentratie; deze geschiedt door van de leiding L in fig. 9 een oliemonster van 25 cc af te tappen, deze olie „af te rooken" en uit de resten het ijzergehalte colorimetrisch te bepalen.

Meetresultaten

Op de beschreven wijze werden in eerste instantie drie series metingen verricht, waarbij respectievelijk $1^3/_4$, 5 en 10 gram ijzerpoeder aan de olie werden toegevoegd. In *fig. 10* is voor deze drie gevallen (*1, 2, 3*) het verloop van de gemeten concentratie c_1 weergegeven als functie van de tijd t, verstreken na het inzetten van de magneet. Beschouwen we nu

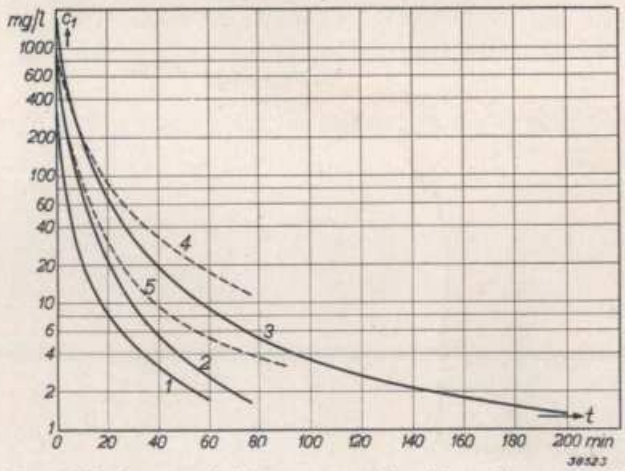


Fig. 10. Verloop van de ijzerconcentratie c_1 (in mg/l) met de tijd t (in minuten), bij verschillende proeven. Er werden aan het begin van elke proef resp. $H = 1{,}75$ g (kromme *1*), 5 g (kromme *2*) en 10 g (kromme *3*) ijzer aan de olie toegevoegd. Uitgezet is ln c_1 tegen t, om hieruit volgens verg. (7) door grafisch differentieeren de vangcoëfficient γ te vinden. De gestippelde krommen *4* en *5* met $H = 5$ resp. 4 g zijn bij een hoogere viscositeit van de olie genomen, nl. met $\eta = 85$ cp, terwijl bij de krommen *1, 2, 3* de viscositeit 35 cp bedroeg.

Tabel I

Uitwerking van de meetseries *2* en *5* (als voorbeelden). De regels met groote cijfers zijn rechtstreeks uit de krommen *2* resp. *5* van fig. 10 afgeleid, terwijl de regels met kleine cijfers door interpolatie zijn gevonden.

proef 2					proef 5					
c_1 mg/l	γ	c_2 mg/l	G mg	$\frac{\gamma\, c_2 V}{1-\gamma}$ g	c_1 mg/l	γ	c_2 mg/l	G mg	$\frac{\gamma\, c_2 V}{1-\gamma}$ g	$\frac{\gamma\, c_2 V}{1-\gamma}\,\frac{\eta'}{\eta}$ g
786	0,260	580	0		753	0,152	638	0		
	0,237	500	830	77,6		0,141	500	1070	41,0	100
400	0,196	321	2410		400	0,126	350	1868		
	0,110	100	3853	6,16		0,081	100	3180	4,40	10,8
50	0,086	46	4187		50	0,0585	47	3450		
	0,068	20	4343	0,730		0,0415	20	3590	0,434	1,065
20	0,068	18,6	4350		20	0,0415	19,2	3594		
10	0,052	10	4402	0,274		0,0263	10	3640	0,135	0,331
5	0,036	5	4431	0,0931	10	0,0260	9,75	3641		
	0,0250	3	4443	0,0384		0,0123	5	3665	0,0311	0,0763
2	0,0172	2	4449	0,0174	3	0,0056	3	3675	0,0084	0,0206

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

bijv. kromme *2*, dan kunnen we voor elk punt c_1, t der kromme de bij die c_1 behoorende waarden van γ, c_2 en G bepalen volgens verg. (7), (3) en (6). In *tabel I* is het resultaat hiervan voor een reeks waarden c_1 voor kromme *2* aangegeven.

Volgens de hierboven gehouden beschouwingen zouden we nu voor elke waarde van de parameter c_1 de vangcoëfficient γ moeten uitzetten als functie van G. Op de verkregen grafiek zou dan, uitgaande van γ en c_1, de toelaatbare waarde van G kunnen worden afgelezen. Bij de practische toepassing moeten we ons echter voorstellen, dat gegeven worden de waarden van Q (de in het te smeren machine-onderdeel continu gevormde hoeveelheid nieuw slijtsel) en van c_2 (de toelaatbare restconcentratie), waaruit we dan γ en c_1 eerst met behulp van (4) en (3) moeten berekenen. Handiger is het daarom, om de grafiek zoo samen te stellen, dat daarin naast de gevraagde G direct de gegeven grootheden voorkomen. Hiervoor kiezen we c_2 als parameter, bijv. met de waarden $1^1/_2$, 2, 3, 5, 10 ... mg/l. In tabel I zijn de regels voor enkele dezer waarden door interpolatie (uitgevoerd met hulpgrafieken) ingevuld en is in elke regel de grootheid

$$\frac{\gamma c_2 V}{1-\gamma} = Q \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

uitgerekend en in de vijfde kolom vermeld. (Voor de doorstroomsnelheid V rekenen we steeds met de maximale waarde van 500 l/uur, waarmee ook de proeven zijn genomen.) Zetten we nu deze grootheid als functie van G uit, met c_2 als parameter, dan kan men de gezochte waarde van G rechtstreeks uit de gegeven waarden van Q en c_2 aflezen.

Voor elke kromme c_2 levert elke der drie meetseries *1*, *2*, *3* één punt (één paar waarden van Q en G), zoodat we elke kromme met behulp van slechts drie meetpunten zouden moeten teekenen. Dit zou nogal lastig zijn, gezien de vrij groote strooiïngen. Twee verdere, op iets andere wijze gevonden meetseries (zie hieronder) leverden echter nog twee punten voor elke kromme, waardoor het verloop der krommen wat beter bepaald is. De verkregen krommenschaar is in *fig. 11* weergegeven.

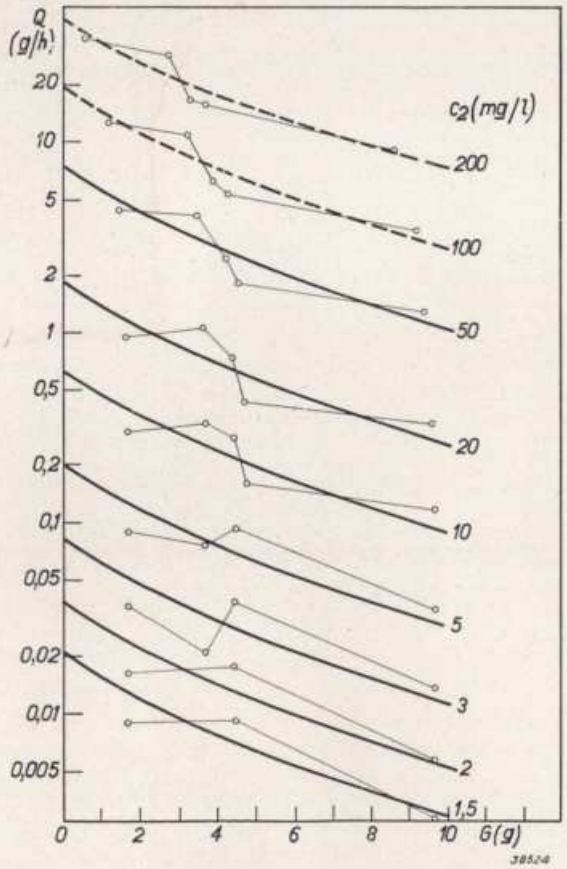


Fig. 11. De grootheid $\gamma c_2 V/(1-\gamma)$, die in de evenwichtstoestand van het normale bedrijf gelijk is aan Q, is hier uitgezet als functie van G, met c_2 als parameter. Voor elke kromme c_2 staan uit de meetseries *1*, *2*, *3* drie meetpunten ter beschikking, terwijl twee met een andere viscositeit van de olie opgenomen meetseries *4*, *5* nog twee verdere punten voor elke kromme opleverden. (Voor de gestippelde krommen mag de hier uitgezette grootheid $\gamma c_2 V/(1-\gamma)$ niet gelijk aan Q worden gesteld, daar bij deze groote concentraties de verandering van de in de olie aanwezige hoeveelheid ijzer niet meer verwaarloosd mag worden. De krommen zijn echter practisch niet van belang, zij zijn hier alleen nuttig om de vorm der krommen van de geheele schaar beter vast te leggen.)

De invloed van de viscositeit

Terwijl we in het bovenstaande, zoowel bij de theoretische beschouwingen als bij de experimenten, alleen de invloed van de vullingsgraad G en de ijzerconcentratie c_1 op de vangcoëfficient hebben onderzocht, willen we tot besluit ook nog de invloed van de viscositeit van de olie nagaan. Dat de viscositeit de werking van het magnetische filter zal beïnvloeden, is gemakkelijk te begrijpen: hoe visceuzer de vloeistof, hoe grooter de kracht moet zijn om er een deeltje uit te verwijderen. Bij een bepaalde doorstroomsnelheid zal dan ook het magneetveld de ijzerdeeltjes uit een dikke olie minder goed vangen dan uit een dunne olie.

Evenals bij onze proefnemingen kunnen we ook voor het normale bedrijf onderstellen, dat in een bepaalde installatie, waarin de bedrijfstemperatuur en de gekozen oliesoort vastligt, de olie een constante viscositeit heeft. Men kan dus een grafiek als fig. 11 gebruiken, waarbij alleen voor elke viscositeit een andere grafiek noodig zou zijn. In werkelijkheid blijkt het echter nog eenvoudiger te kunnen:

De drie meetseries *1*, *2*, *3* bij de proeven met de beschreven opstelling waren verkregen bij één bepaalde viscositeit van de olie, nl. η = rond 35 cp. Er werden nu nog twee proeven genomen (*4* en *5*) bij een viscositeit van η' = rond 85 cp. Het verloop van de gemeten concentratie met de tijd is

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

voor deze twee laatste gevallen, waarbij $H = 5$ resp. 4 gram was, in fig. 10 gestippeld weergegeven. Men ziet hier dadelijk, dat de vangende werking van het filter geringer is, daar de ijzerconcentratie langzamer daalt. Berekent men nu echter uit de krommen weer de vangcoëfficient γ alsmede de waarden van c_2, G en $\gamma c_2 V/(1-\gamma) = Q'$ (zie tabel I, waar dit voor kromme *5* is uitgevoerd), en bepaalt men hieruit weer evenals hierboven de punten voor een krommenschaar als in fig. 11, dan blijken deze punten zeer goed in de oude krommenschaar te passen, mits men hun ordinaatwaarden Q' met de verhouding der viscositeiten $\eta'/\eta = 85/35$ vermenigvuldigt. De overeenstemming is zelfs — voorzoover men dat bij de reeds vermelde vrij groote strooiïngen mag verwachten — zoo goed, dat we de aldus verkregen twee nieuwe punten voor elke kromme c_2 gebruikten om de kromme er glad doorheen te trekken.

Het resultaat is dus, dat we dezelfde krommenschaar krijgen, indien we voor proeven bij de viscositeit η' de grootheid $Q'\eta'$ uitzetten en voor proeven bij de viscositeit η de grootheid $Q\eta$. We hebben derhalve de grafiek fig. 11 met deze ordinaat overgeteekend, zie *fig. 12*, waardoor we haar voor willekeurige viscositeiten kunnen gebruiken. Tevens zijn in deze figuur nog een aantal geïnterpoleerde krommen gegeven.

Een getallenvoorbeeld moge het gebruik van de grafiek nog illustreeren. Een groote tandwielkast, waarin ca 25 mg slijtsel per uur ontstaat (dit zeer hoog lijkende getal komt inderdaad in de practijk voor), wordt gesmeerd met 1000 liter olie per uur. Daar de maximale doorstroomcapaciteit van het hier beschreven magnetische filter 500 l/uur bedraagt, moeten in het oliecircuit twee filters parallel worden geschakeld. De olie heeft bij de bedrijfstemperatuur een viscositeit van 50 cp. Gevraagd wordt, wanneer men de filters moet reinigen, indien een ijzerconcentratie van 2 mg/l niet overschreden mag worden (in het algemeen zal bij een tandwielkast wel een aanzienlijk grootere concentratie toelaatbaar zijn).

Per filter bedraagt de hoeveelheid nieuw toegevoerd slijtsel $Q = 12{,}5$ mg/uur. Snijden we in fig. 12 de bij $0{,}0125 \cdot 50 = 0{,}625$ behoorende horizontale lijn met de kromme behoorende bij $c_2 = 2$ mg/l, dan lezen we bij de abscis van het snijpunt af, dat elk filter zich tot een gewicht van $G = 3$ gram met ijzerdeeltjes mag vullen. De hiervoor benoodigde tijd is $3/0{,}0125 = 240$ bedrijfsuren. Na dit tijdsverloop zullen de filters gereinigd moeten worden. (Wacht men met het reinigen 600 i.p.v. 240 uren, dan wordt $G = 7{,}5$ g en is blijkens fig. 12 de restconcentratie nog pas tot 3 mg/l opgeloopen.)

Zou men in het bovenstaande geval de ijzerconcentratie zonder gebruik van filters beneden 2 mg/l willen houden, dan zou men per bedrijfsuur $25/2 = 12{,}5$ liter olie moeten ververschen. Hier komt dus het nut der toepassing van dergelijke magnetische filters wel zeer duidelijk tot uiting.

Tenslotte nog een enkel woord over de toelaatbare waarde van de ijzerconcentratie c_2 (restconcentratie). Deze zal, evenals de hoeveelheid slijtsel Q, zeer sterk uiteenloopen, naar gelang van het gesmeerde machine-onderdeel; bij nauwkeurig afgewerkte assen en lagers zal c_2 klein moeten zijn, bijv. hoogstens enkele mg/l. Treedt dan bovendien een hooge waarde van Q en/of η op, dan zou zich wel eens het geval kunnen voordoen, dat de bijbehoorende horizontale lijn in fig. 12 in haar geheel hooger ligt dan de kromme c_2. Dit zou beteekenen, dat de vangcoëfficient van het magnetisch filter van den beginne af reeds niet voldoende is om de restconcentratie beneden de gewenschte waarde te houden. In zoo'n geval kan men er toe overgaan twee of meer magnetische filters in serie in de olieleiding te schakelen — een oplossing, die mogelijk wordt dank zij het reeds vermelde zeer geringe drukverlies dezer filters. De tot nu toe opgedane ervaringen wijzen er echter op, dat voor verreweg de meeste gevallen de vangcoëfficient van één filter reeds ruim voldoende is.

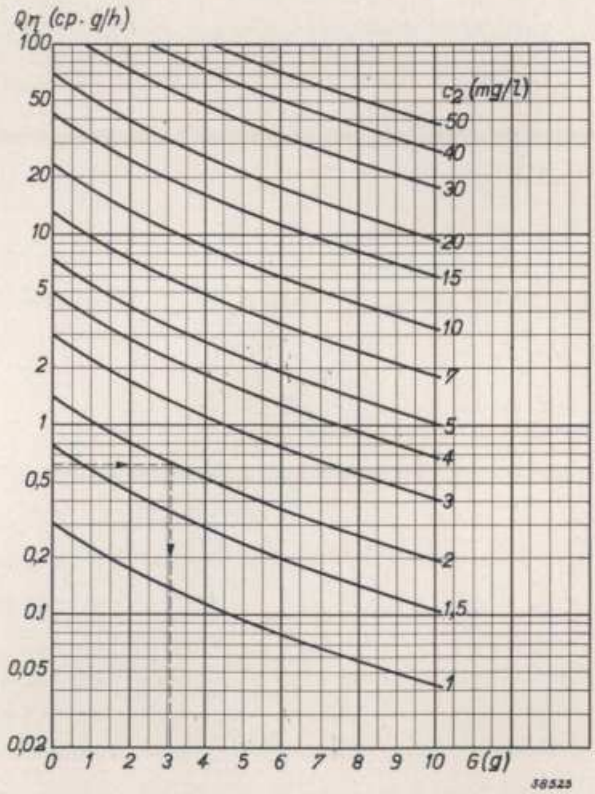


Fig. 12. Grafiek voor de practische toepassing van het beschreven magnetische filter. Bij gegeven viscositeit η van de olie (in cp), hoeveelheid nieuw slijtsel Q (in g/uur) en toelaatbare restconcentratie van het ijzer c_2 (in mg/l) kan hierop worden afgelezen, tot welke vullingsgraad G (in gram ijzer) het filter zich mag vullen, alvorens het moet worden schoongemaakt. G/Q is dan het correspondeerende aantal bedrijfsuren. De grafiek geldt voor een doorstroomsnelheid van 500 l/uur en voor ijzerdeeltjes van ca 2 micron groot.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

HET RUISCHEN VAN ONTVANGTOESTELLEN BIJ ZEER HOOGE FREQUENTIES

door M. J. O. STRUTT en A. van der ZIEL. 621.396.645.3 : 621.396.822

Tengevolge van de spontane stroom- en spanningsfluctuaties, welke in de ingangsschakeling van een ontvangtoestel optreden, kunnen zeer zwakke antennesignalen niet ongestoord worden versterkt. De verhouding tusschen de fluctuatiestroomen en de signaalstroomen in de anodeketen van de eerste versterkerbuis kan als een maat voor de storing worden beschouwd. In dit artikel worden de factoren onderzocht, die de storing van de ontvangst bij gegeven energie van het signaal bepalen. Het blijkt, dat de fluctuaties bij betrekkelijk lage frequenties (omroepfrequenties) de ontvangst niet behoeven te storen. Bij zeer hooge frequenties vindt men voor het geval van een triode als eerste versterkerbuis, dat de storing bepaald is door de verhouding tusschen de ruischweerstand en de electronen-ingangsweerstand van de buis. De demping tengevolge van de zelfinductie van de kathodeleiding heeft geen invloed op de verhouding tusschen fluctuatiestroom en signaalstroom. Tenslotte worden de berekeningen ook voor penthoden uitgevoerd. Aangetoond wordt, dat de zg. verdeelingsfluctuaties gecompenseerd kunnen worden door in de schermroosterleiding een geschikte zelfinductie aan te brengen. Wat de overige fluctuaties betreft, verschilt het gedrag van een penthode niet principieel van dat van een triode.

Wanneer men de gevoeligheid van een ontvangtoestel steeds hooger opvoert door bijv. een steeds grooter aantal trappen achter elkaar te schakelen, dan zal men steeds zwakkere signalen met de gewenschte eindamplitude kunnen ontvangen, tevens echter zal men constateeren, dat de ontvangst in steeds hoogere mate door het bekende ruischen wordt gestoord.

Het ruischen van ontvangtoestellen is voor hun practische bruikbaarheid van fundamenteele beteekenis: *De onderste grens van de sterkte, die een antennesignaal moet hebben om een bruikbare ontvangst te geven, is niet bepaald, doordat bij nog zwakkere ingangsspanningen het acoustische uitgangssignaal beneden de drempelwaarde zakt, maar doordat bij nog zwakkere ingangsspanningen het acoustische uitgangssignaal in het ruischen verdrinkt.*

De oorzaken voor het ruischen van versterkers werden reeds in verschillende artikelen in dit tijdschrift besproken [1]). Als ruischbronnen werden aangewezen spontane stroom- en spanningsfluctuaties, die gedeeltelijk te wijten zijn aan thermische oorzaken (Brownsche beweging) en gedeeltelijk samenhangen met het discontinue corpusculaire karakter van de electrische lading. Naarmate een versterkertrap een zwakker signaal moet verwerken, zullen deze spontane fluctuaties een relatief grootere storing beteekenen. Beschouwt men de verhouding tusschen de fluctuatie-amplitude en de signaal-amplitude als een maat voor het storende effect en heeft bijv. de eerste versterkertrap een 10-voudige versterking, dan hebben de spontane fluctuaties in de tweede trap slechts 10% van het storende effect van die in de eerste trap. Zijn de fluctuatie-amplituden in beide trappen even groot, dan neemt de totale fluctuatie-amplitude tengevolge van de fluctuaties in de tweede trap toe met een factor $\sqrt{1^2+0{,}1^2}$ en wordt dus slechts 0,5% grooter. De fluctuaties in de derde en de volgende trappen zijn practisch geheel zonder beteekenis. Het is dus in het algemeen het ruischen van de eerste en eventueel van de tweede trap, dat de gevoeligheid van een ontvanger bepaalt.

Een volledige berekening van de spontane fluctuaties in de eerste twee trappen werd reeds eenige jaren geleden in dit tijdschrift gegeven [2]). Deze behandeling geldt slechts voor normale en korte omroepgolven. Bij golven korter dan bijv. 10 m blijven deze beschouwingen echter niet meer gelden, daar bij de hiermee overeenkomende frequenties de capacitieve en inductieve eigenschappen van het electrodensysteem en van de bijbehoorende bedrading een belangrijke invloed beginnen te oefenen op de werking van de electronenbuis. Ongeveer bij dezelfde frequenties begint ook de looptijd van de electronen tusschen kathode en stuurrooster een invloed op de werking van de buis en in het bijzonder ook op de ruischverschijnselen te vertoonen [3]). Beide invloeden moeten bij de berekening van de gevoeligheid van een versterkertrap voor golven korter dan 10 m in aanmerking worden genomen. Enkele hieruit voortvloeiende uitbreidingen van de berekening van de fluctuatie-

[1]) M. Ziegler, Philips techn. T. **2**, blz. 136 en 329, 1937. C. J. Bakker, Philips techn. T. **6**, 161, 1941. Zie ook M. J. O. Strutt, Spontane spannings- en stroomfluctuaties (ruischen) in electronenbuizen en aangesloten ketens, T. Ned. Radio Genootsch. **9**, 1, 1941.

[2]) M. Ziegler, Philips techn. T. **3**, 193, 1938.

[3]) Hierop werd in dit tijdschrift door de schrijvers gewezen bij de behandeling van de moderne hoogfrequentie-versterkerbuizen EFF 50 en EF 51, Philips techn. T. **5**, blz. 171 en 369, 1940.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

verschijnselen in een ontvangtoestel vormen het onderwerp van dit artikel.

Fluctuatiebronnen in een versterkerschakeling

In *fig. 1* is de principeschakeling van een hoogfrequentie-versterkertrap weergegeven, waarbij eenvoudigheidshalve is ondersteld, dat de versterkerbuis een triode is. *A* is een antenne met een inwendige weerstand (stralingsweerstand) R_{ant}. De in deze antenne door het inkomend signaal opgewekte spanningen worden via de transformator *T* op een trillingsketen gezet, welke in afstemming gelijkwaardig is met een weerstand R_{LC}. Op deze weerstand ontstaat een spanning, welke tusschen rooster en kathode van de triode komt te staan en zoodoende een anodewisselstroom veroorzaakt.

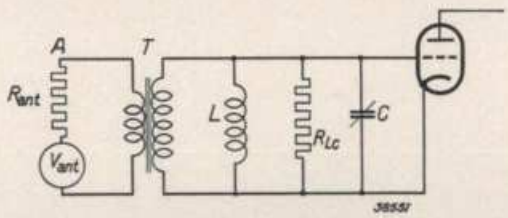


Fig. 1. Principe van de ingangsschakeling van een ontvanger. *A* antenne met inwendige weerstand (stralingsweerstand) R_{ant}, *T* ideale transformator met overbrengingsverhouding *t*, *L-C* trillingskring met resonantieweerstand R_{LC}.

Behalve de in het schema aangegeven signaalspanning V_{ant} treden op verschillende plaatsen in de schakeling stoorspanningen en stoorstroomen op tengevolge van de in het voorgaande genoemde fluctuatieverschijnselen. Deze geven gezamenlijk aanleiding tot bepaalde stroomfluctuaties in de anodeketen van de versterkerbuis. *De verhouding tusschen de fluctuatiestroom en de signaalstroom in de anodeketen zal in het volgende beschouwd worden als een maat voor de kwaliteit van de ontvangst. De geschiktheid van een buis of van een versterkerschakeling voor het versterken van kleine signalen kan als des te grooter worden beschouwd, naarmate een bepaalde kwaliteit van de ontvangst met een kleinere antennespanning kan worden verkregen.*

Teneinde na te gaan, door welke factoren de kwaliteit van de ontvangst bij gegeven antennespanning V_{ant} is bepaald, willen we de verschillende bronnen voor spannings- en stroomfluctuaties nader beschouwen. Vier storingsbronnen zijn in de schakeling aan te wijzen:

1) Een storing van het antennesignaal door andere storende golven uit de ruimte (v_{ant}).
2) Een stoorspanning v_C in serie met de resonantieweerstand van de trillingskring.
3) Een stoorstroom i_k in de anodeketen afkomstig van de spontane fluctuaties van het aantal electronen en van de snelheid van de electronen, die door de gloeikathode van de buis worden geëmitteerd.
4) Een hiermee gecorreleerde stuurroosterstroom i_g, die een gevolg is van het feit, dat de electronen, die zich in de ruimte tusschen de electroden bevinden, een influentielading op het stuurrooster doen ontstaan, welke wisselt in het rhythme van de anodestroomfluctuaties.

Wij willen hieromtrent niet in details treden, maar willen volstaan met het aangeven van de formules, waarmee de fluctuatiespanningen en fluctuatiestroomen van fig. 1 kunnen worden berekend. Voor een uitvoerige motiveering van deze formules verwijzen wij naar het in noot [1]) aangehaalde artikel van C. J. Bakker.

1) Storende golven uit de ruimte

De stoorspanning op de antenne, welke binnen een frequentiegebied Δf optreedt tengevolge van storende golven uit de ruimte, is gegeven door:

$$\overline{v_{ant}^2} = \alpha \cdot 4\,kT\,R_{ant}\,\Delta f, \quad \ldots \quad (1)$$

waarin $k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ Wsec/graad de constante van Boltzmann is, terwijl *T* de kamertemperatuur in °K en α een numerieke factor is, welke tusschen 1 en 10 is gelegen [4]).

2) Stoorspanning in serie met de trillingskring

Voor de fluctuatiespanning in serie met de resonantieweerstand van de trillingskring geldt in een smal frequentiegebied vlak bij de resonantiefrequentie de betrekking:

$$\overline{v_C^2} = 4\,kT\,R_{LC}\,\Delta f. \quad \ldots \quad (2)$$

Is Δf geen zeer smal frequentiegebied, dan moet R_{LC} nauwkeuriger worden gedefinieerd, nl. als de gemiddelde waarde van het reëele gedeelte van de kringimpedantie voor de beschouwde frequenties. In de practijk zal dit echter meestal geen groot verschil beteekenen.

3) Spontane stroomfluctuaties in de anodeketen van de triode

De spontane stroomfluctuaties in de anodeketen van een triode kunnen worden beschreven door de formule:

$$\overline{i_k^2} = F^2 \cdot 2\,e\,I_k\,\Delta f, \quad \ldots \quad (3a)$$

[4]) De nauwkeurige waarde van α hangt af van de richtingskarakteristiek van de antenne. De straling komt nl. niet gelijkmatig uit alle deelen van de hemel, maar voornamelijk uit de richting van de melkweg. Gebruikt men een antenne, die een scherp richteffect heeft en op de melkweg is gericht, dan vindt men waarden van α in de buurt van 30. Zie hierover het in noot [1]) aangehaalde artikel van C. J. Bakker, waarin ook de literatuur is aangegeven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

waarin $e = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ coulomb de lading van het electron voorstelt. I_k is de stroom, die de kathode verlaat, en F een factor, de zg. ruischfactor.

Voor negatieve stuurspanningen (aanloopstroomgebied) en voor stuurspanningen, die een zoo groote positieve waarde hebben, dat verzadiging optreedt, is $F = 1$. In het practische werkgebied van de versterkerbuis, waarin de anodestroom door ruimtelading wordt begrensd, is F veel kleiner dan 1. Het verloop van F in dit gebied is zoodanig, dat de fluctuaties bij benadering kunnen worden voorgesteld door de betrekking:

$$\overline{i_k^2} = 4\,k\,T_k\,S\,\Delta f, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3b)$$

waarin T_k de kathodetemperatuur en S de steilheid van de triode is [5]).

Een andere overzichtelijke wijze om de stroomfluctuaties i_k voor te stellen is het invoeren van het begrip ruischweerstand. De ruischweerstand R_r van een buis is gedefinieerd door de betrekking:

$$\overline{i_k^2} = 4\,kT\,R_r\,S^2\,\Delta f, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3c)$$

waarbij T de kamertemperatuur (290 °K) voorstelt. R_r is de weerstand, welke, tusschen kathode en stuurrooster van een electronenbuis geschakeld, door zijn thermische spanningsfluctuaties bij kamertemperatuur juist even groote stroomfluctuaties veroorzaakt, als in werkelijkheid spontaan optreden. Uit verg. (3b) en (3c) kan men R_r gemakkelijk berekenen. Men vindt voor een kathodetemperatuur van 770 °C (1040 °K)

$$R_r \approx 4/S \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

4) Spontane stroomfluctuaties in de stuurroosterketen van de triode

De stroomfluctuaties in de stuurroosterketen worden geïnfluenceerd door wisselingen van de electrische lading, die zich in de ruimte tusschen de electroden bevindt. Ze hebben hetzelfde verloop als de anodestroomfluctuaties i_k, maar een faseverschuiving van 90° ten opzichte van deze. De sterkte van de stroomfluctuaties kan men uitdrukken in de ingangsdemping $1/R_e$, welke tengevolge van de ruimtelading tusschen kathode en stuurrooster optreedt. Kan men de ruimtelading tusschen stuurrooster en anode verwaarloozen, dan bestaat tusschen de stroomfluctuaties en de electronen-ingangsdemping de betrekking

$$\overline{i_g^2} = 1{,}43\,\frac{4\,k\,T_k}{R_e}\,\Delta f \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Is de ruimtelading tusschen stuurrooster en anode wèl van belang, dan treedt in de plaats van 1,43 een iets kleinere factor, bijv. 1.

Door de verg. (1, 2, 3c en 5) zijn de gemiddelde kwadraten van de fluctuatiebronnen v_{ant}, v_C, i_k en i_g bepaald. Samen met de signaalspanning V_{ant} zijn deze gegevens voldoende om een volledig beeld te verkrijgen van het gedrag van de in fig. 1 weergegeven schakeling.

De verhouding tusschen fluctuatiestroom en signaalstroom in de anodeketen van de eerste versterkerbuis

Nadat wij in het voorgaande de vier fluctuatiebronnen van een hoogfrequentie-versterkertrap besproken hebben, willen we nu nagaan, welke stroomfluctuaties in de anodeketen van een volgens fig. 1 geschakelde versterkerbuis door de fluctuatiebronnen worden veroorzaakt. Daar wij met behulp van hetzelfde schema ook de amplitude van de signaalstroom in de anodeketen kunnen berekenen, volgt hieruit de verhouding tusschen fluctuatie-amplitude en signaal-amplitude, die wij in het voorgaande als een maat voor de kwaliteit van de ontvangst hebben beschouwd.

Om het schema te vereenvoudigen laten wij de ideale transformator T achterwege en vervangen zoowel de antenneweerstand als de antennespanningen (fluctuatiespanning en signaalspanning) door hun getransformeerde waarden. Is de overbrengingsverhouding van de transformator (secundair tot primair aantal windingen) gelijk t, dan moeten de spanningen met een factor t, de antenneweerstand met een factor t^2 worden vermenigvuldigd. In *fig. 2* is het aldus verkregen

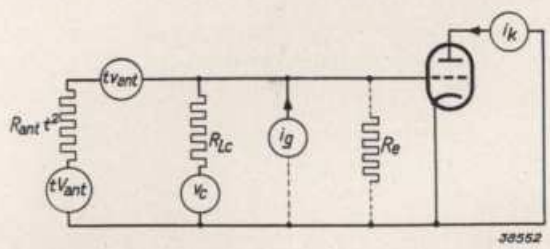


Fig. 2. Vervangingsschema van de in fig. 1 aangegeven ingangsschakeling. De transformator met de daarop aangesloten antenne is vervangen door een antenne met getransformeerde spanningen en getransformeerde stralingsweerstand. Behalve de antennespanning V_{ant} zijn nog de fluctuatiespanningen v_{ant} en v_C en de fluctuatiestroomen i_g en i_k aanwezig.

[5]) In het in noot [1]) aangehaalde artikel van C. J. Bakker werd voor een diode de betrekking afgeleid:

$$\overline{i_k^2} = 0{,}64 \cdot 4\,k\,T_k\,S\,\Delta f.$$

Tevens werd opgemerkt, dat voor een triode een soortgelijke betrekking geldt, alleen moet voor S een waarde worden genomen, die 1,5 à 2 maal zoo groot is als de gemeten steilheid. Bij de normale versterkerbuizen blijkt deze factor ongeveer 1,6 te bedragen, zoodat de factor 0,64 hierdoor tot ca 1 wordt verhoogd.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

schema weergegeven, waarin ook rekening is gehouden met de electronen-ingangsweerstand R_e. De fluctuatiespanningen v_{ant} en v_C en de fluctuatiestroom i_g veroorzaken bepaalde variaties van de stuurroosterspanning, welke, met S vermenigvuldigd, de gevraagde fluctuaties van de anodestroom opleveren. Hierbij moeten nog worden opgeteld de spontane anodestroomfluctuaties i_k, dwz. de toevallige schommelingen van de anodestroom, welke bij constante roosterspanning door fluctuaties in het mechanisme van de thermische emissie optreden.

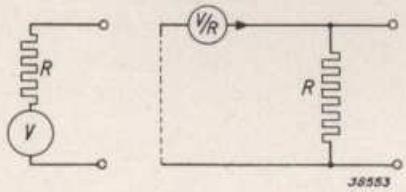


Fig. 3. Een spanningsbron met een electromotorische kracht V en een inwendige weerstand R komt in haar werking overeen met een stroombron, die een stroomsterkte V/R levert en waaraan een weerstand R parallel is geschakeld. De inwendige weerstand van de stroombron (gestippelde lijn) moet oneindig groot worden gedacht.

Voor het uitvoeren van de berekening is het nuttig om herhaaldelijk gebruik te maken van de volgende stelling (zie *fig. 3*): *Een spanningsbron V met een inwendige weerstand R in serie kan vervangen worden door een stroombron van een sterkte $I = V/R$ met een weerstand R parallel.* Maakt men gebruik van deze stelling, dan ziet men bijv. onmiddellijk, dat men de antennespanning in fig. 2 vervangen kan door een stroombron met een sterkte $V_{ant}/(R_{ant}\,t)$, waarvan de stroom loopt door de parallel geschakelde weerstanden $R_{ant}\,t^2$, R_{LC} en R_e. Duiden we de weerstandswaarde van dit systeem van drie parallel geschakelde weerstanden aan met het symbool $[R_{ant}\,t^2|R_{LC}|R_e]$, dan vinden we voor de stuurroosterwisselspanning, welke door het antennesignaal wordt opgewekt:

$$V_g = \{V_{ant}/(R_{ant}\,t)\}\,[R_{ant}\,t^2|R_{LC}|R_e] \quad . \quad (6)$$

Op overeenkomstige wijze berekent men, dat de spanningsbronnen v_{ant} en v_C en de stroombron i_g aan het stuurrooster aanleiding geven tot de volgende fluctuatiespanningen:

antennefluctuaties:

$$\delta_1 V_g = \{v_{ant}/(R_{ant}\,t)\}\,[R_{ant}\,t^2|R_{LC}|R_e] \quad . \quad (7a)$$

kringfluctuaties:

$$\delta_2 V_g = (v_C/R_{LC})[R_{ant}\,t^2|R_{LC}|R_e] \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7b)$$

roosterstroomfluctuaties:

$$\delta_3 V_g = i_g\,[R_{ant}\,t^2|R_{LC}|R_e] \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7c)$$

De totale roosterspanningsfluctuatie is gelijk aan de som van de drie afzonderlijke bijdragen. Vermenigvuldigt men deze som met S, dan verkrijgt men de hierdoor veroorzaakte anodestroomfluctuatie, die dus gegeven is door

$$\delta I_a = \delta_1 I_a + \delta_2 I_a + \delta_3 I_a = \\ = S\left(\frac{v_{ant}}{R_{ant}\,t} + \frac{v_C}{R_{LC}} + i_g\right)[R_{ant}\,t^2|R_{LC}|R_e].$$

Tellen wij bij deze fluctuaties van de anodestroom nog op de fluctuaties

$$\delta_4 I_a = i_k, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7d)$$

dan verkrijgen wij de totale anodestroomfluctuaties. Tenslotte kunnen wij de zoo berekende fluctuatiestroom deelen door de signaalstroom I_a, welke verkregen wordt door de roosterspanning V_g (verg. 6) met S te vermenigvuldigen. Op deze wijze vinden wij voor de gevraagde verhouding tusschen fluctuatiestroom en signaalstroom:

$$\frac{\delta I_a}{I_a} = \frac{v_{ant}}{V_{ant}} + \\ + \frac{R_{ant}\,t}{V_{ant}}\left\{\frac{v_C}{R_{LC}} + i_g + \frac{i_k}{S\,[R_{ant}\,t^2|R_{LC}|R_e]}\right\} . \quad (8)$$

De invloed van de zelfinductie van de kathodeleiding bij zeer hooge frequenties

Bij zeer hooge frequenties kunnen de zelfinducties en wederzijdsche inducties van de toevoerleidingen van de buis en de voor de schakeling gebruikte draden een belangrijke invloed op de werking van een versterkertrap oefenen, zoodat wel twijfel kan rijzen, of fig. 2 een bruikbaar vervangingsschema van de versterkertrap voorstelt. In het bijzonder heeft de zelfinductie van de kathodeleiding tot gevolg, dat de admittantie van de buis tusschen kathode en stuurrooster niet alleen gegeven is door de electronen-ingangsdemping $1/R_e$, maar bij de normale dimensionneering van hoogfrequentieversterkerbuizen eenige malen grooter is. Schrijft men de totale demping in de vorm

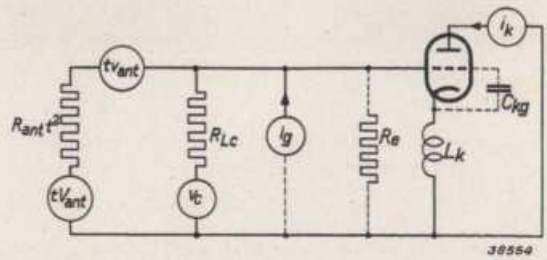


Fig. 4. Uitgebreid vervangingsschema van de in fig. 1 aangegeven schakeling. Behalve de in fig. 2 aangeduide elementen zijn de zelfinductie L_k van de kathodeleiding en de capaciteit C_{kg} tusschen kathode en stuurrooster in aanmerking genomen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

$$\frac{1}{R_i} = \frac{1}{R_e} + \frac{1}{R_{L_k}}, \quad \ldots\ldots \quad (9)$$

dan berekent men voor het aandeel van de kathodeleiding aan de demping [6]):

$$\frac{1}{R_{L_k}} = \omega^2 L_k C_{kg} S, \quad \ldots\ldots \quad (10)$$

waarin L_k de zelfinductie van de kathodeleiding en C_{kg} de capaciteit tusschen kathode en stuurrooster voorstellen.

Wij willen nu met behulp van *fig. 4* nagaan, hoe de signaalstroom en de fluctuatiestroom in de anodeketen van de versterkerbuis tengevolge van de zelfinductie van de kathodeleiding veranderen. Op het eerste gezicht zou men kunnen meenen, dat men eenvoudig overal in de formules de ingangsweerstand $[R_{ant}\, t^2 | R_{LC} | R_e]$ tusschen stuurrooster en kathode door de kleinere waarde $[R_{ant}\, t^2 | R_{LC} | R_i]$ zou moeten vervangen. Daar zoowel I_a als $\delta_1 I_a$, $\delta_2 I_a$ en $\delta_3 I_a$ evenredig met de ingangsweerstand veranderen, zou het quotient $\delta I_a / I_a$, wat de eerste drie fluctuatiebronnen betreft, door deze wijziging niet worden aangetast. De vierde fluctuatiebron, $\delta_4 I_a$, schijnt echter volgens (7d) onafhankelijk te zijn van de ingangsweerstand, zoodat de relatieve sterkte van deze fluctuaties met afnemende ingangsweerstand zou moeten toenemen. Een nadere beschouwing, die hieronder gehouden zal worden, zal echter leeren, dat deze conclusie niet juist is: ook van deze laatste fluctuaties blijft de relatieve sterkte geheel ongewijzigd. De zelfinductie van de kathodeleiding van een versterkerbuis heeft dus geen invloed op de verhouding tusschen fluctuatiestroom en signaalstroom, zoodat verg. 8 hiervoor niet behoeft te worden gecorrigeerd.

---

[6]) Zie Philips techn. T. **3**, 104, 1938. De afleiding gaat in het kort als volgt: Is V de wisselspanning tusschen het stuurrooster en de onderkant van de kathodepen en is I_a de anodewisselstroom, dan is de wisselspanning tusschen stuurrooster en kathode bij benadering

$$V_g = V - j\,\omega\, L_k\, I_a$$

en dus bedraagt de wisselstroom, die in de roosterketen loopt als gevolg van de capaciteit C_{kg} tusschen kathode en stuurrooster:

$$I_g = j\,\omega\, C_{kg}\, V_g = j\,\omega\, C_{kg}\, V + \omega^2\, L_k\, C_{kg}\, I_a.$$

In de eerste benadering is $I_a = S\, V$, waarin S de steilheid van de buis voorstelt. Hiermee wordt

$$I_g = (j\,\omega\, C_{kg} + \omega^2\, L_k\, C_{kg}\, S)\, V.$$

De eerste term tusschen de haken stelt een capacitieve admittantie voor, welke opgeheven kan worden door er een geschikte zelfinductie aan parallel te schakelen (dit geschiedt automatisch bij het afstemmen van de ingangskring). Er blijft dan de laatste term over en dit is juist de ohmsche admittantie $1/R_{L_k}$.

De afname van $\delta_4 I_a$ met toenemende demping tengevolge van de zelfinductie van de kathodeleiding is als volgt te verklaren. Een spontane toeneming van de anodestroom veroorzaakt tengevolge van de zelfinductie van de kathodeleiding een verandering van de kathodepotentiaal. Deze verandering doet tengevolge van de capaciteit tusschen stuurrooster en kathode roosterstroomen loopen, waardoor ook de stuurroosterpotentiaal verandert en wel afneemt. Hierdoor wordt de spontane toeneming van de anodestroom gedeeltelijk onderdrukt; het resteerende effect blijkt gegeven te worden door de formule:

$$\delta_4 I_a = i_k \frac{[R_{ant}\, t^2 | R_{LC} | R_i]}{[R_{ant}\, t^2 | R_{LC} | R_e]}, \quad \ldots\ldots \quad (11)$$

zoodat dus $\delta_4 I_a$ inderdaad evenredig met de ingangsweerstand $[R_{ant}\, t^2 | R_{LC} | R_i]$ verandert.

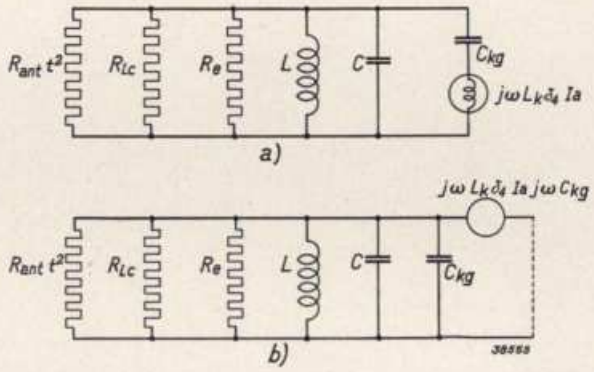


Fig. 5. Schema voor de terugwerking van de anodeketen op de stuurroosterketen via de zelfinductie L_k en de capaciteit C_{kg}. Schema *b*) is uit *a*) afgeleid door op de tak L_k-C_{kg} de stelling van fig. 3 toe te passen.

Om verg. (11) te bevestigen beschouwen wij het in *fig. 5a* aangegeven vervangingsschema. Over de zelfinductie L_k ontstaat tengevolge van de anodestroomfluctuatie $\delta_4 I_a$ een spanning $j\omega\, L_k\, \delta_4 I_a$. Daar de hiermee in serie geschakelde impedantie van de capaciteit C_{kg} ook bij zeer hooge frequenties nog groot is ten opzichte van die van L_k, kunnen wij L_k in de geteekende schakeling als een spanningsbron zonder inwendige weerstand beschouwen. Door op de tak L_k-C_{kg} weer de stelling van fig. 3 toe te passen transformeeren wij de spanningsbron weer in een stroombron (zie fig. 5*b*). De stroomsterkte van de bron bedraagt $j\omega L_k\, \delta_4 I_a \cdot j\omega C_{kg}$. De stroom wordt verdeeld over de takken $R_{ant}\, t^2$, R_{LC}, R_e, L, C, C_{kg}. Wij willen nu van de stroomfluctuaties slechts componenten beschouwen met frequenties in de nabijheid van de resonantiefrequentie. Hiervoor geldt:

$$\omega^2\, L\, (C + C_{kg}) = 1.$$

In de nabijheid van deze frequentie heffen de stroomen door de reactieve takken L, C, C_{kg} elkaar practisch op, zoodat de geheele stroomsterkte van de stroombron door de weerstandstakken loopt. Deze stroom veroorzaakt dus een roosterspanningsvariatie (spanning over C_{kg}) ter grootte van:

$$\delta_4 V_g = j\omega L_k\, \delta_4 I_a\, j\omega C_{kg}\, [R_{ant}\, t^2 | R_{LC} | R_e].$$

Het gevolg van deze roosterspanningsvariatie is een anodestroomfluctuatie $\delta_4 V_g \cdot S$. Door hierbij de anodestroomfluctuatie i_k op te tellen, verkrijgen wij de totale anodestroomfluctuatie $\delta_4 I_a$, die dus gegeven is door de betrekking:

$$\delta_4 I_a = -\omega^2\, L_k\, C_{kg}\, S\, [R_{ant}\, t^2 | R_{LC} | R_e]\, \delta_4 I_a + i_k.$$

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

Deze vergelijking is gemakkelijk naar $\delta_4 I_a$ op te lossen en levert dan:

$$\delta_4 I_a = \frac{i_k}{[R_{ant}\, t^2 | R_{LC} | R_e] \left(\frac{1}{[R_{ant}\, t^2 | R_{LC} | R_e]} + \omega^2 L_k C_{kg} S \right)}.$$

Nemen wij tenslotte in aanmerking, dat $\omega^2 L_k C_{kg} S = 1/R_{Lk}$ (verg. 10), dan kunnen wij de factor tusschen haken als volgt vereenvoudigen:

$$\frac{1}{[R_{ant}\, t^2 | R_{LC} | R_e]} + \frac{1}{R_{Lk}} = \frac{1}{[R_{ant}\, t^2 | R_{LC} | R_i]}$$

en verkrijgen dus

$$\delta_4 I_a = i_k \frac{[R_{ant}\, t^2 | R_{LC} | R_i]}{[R_{ant}\, t^2 | R_{LC} | R_e]},$$

waarmee verg. (11) is bewezen.

Discussie van het resultaat

Verg. (8) geeft ons de verhouding tusschen de fluctuatiestroom en de signaalstroom in de anodeketen van de eerste versterkerbuis als functie van de signaalspanning en van de diverse fluctuatiespanningen en -stroomen. Nu zijn de fluctuatiespanningen en -stroomen opzichzelf niet bekend; de theoretische formules, welke in het begin van dit artikel werden samengesteld, leveren slechts de tijdsgemiddelden van de kwadraten van deze fluctuaties. Derhalve kunnen wij verg. (8) pas gebruiken, wanneer wij beide zijden tot de tweede macht verheffen en het tijdsgemiddelde daarvan beschouwen. Wanneer we de derde term tusschen de accoladen uitwerken en verder in aanmerking nemen, dat de tijdsgemiddelden van het product van twee verschillende fluctuaties gelijk nul zijn [7]), dan vinden wij:

$$\frac{\overline{\delta I_a^2}}{I_a^2} = \frac{\overline{v_{ant}^2}}{V_{ant}^2} + \frac{R_{ant}^2\, t^2}{V_{ant}^2} \left\{ \frac{\overline{v_C^2}}{R_{LC}^2} + \overline{i_g^2} + \frac{\overline{i_k^2}}{S^2} \left(\frac{1}{R_{ant}\, t^2} + \frac{1}{R_{LC}} + \frac{1}{R_e} \right)^2 \right\} \quad \ldots\ldots \quad (12)$$

De waarden $\overline{v_{ant}^2}$, $\overline{v_C^2}$, $\overline{i_g^2}$ en $\overline{i_k^2}$ werden reeds in het begin van dit artikel aangegeven door de formules (1), (2), (3c) en (5). Met behulp van deze formules verkrijgt men:

$$\frac{\overline{\delta I_a^2}}{I_a^2} = 4\, k\, T\, \Delta f \frac{R_{ant}^2\, t^2}{V_{ant}^2} \left[\frac{\alpha}{R_{ant}\, t^2} + \frac{1}{R_{LC}} + \frac{5{,}6}{R_e} + R_r \left(\frac{1}{R_{ant}\, t^2} + \frac{1}{R_{LC}} + \frac{1}{R_e} \right)^2 \right] \quad \ldots \quad (13)$$

Hiermee is de verhouding tusschen fluctuatiestroom en signaalstroom voorgesteld als functie van antenne-eigenschappen, kringeigenschappen en buiseigenschappen.

Een grootheid, welke tot nu toe niet nader werd besproken, is de transformatieverhouding t. Voor de keuze van deze transformatieverhouding bestaan verschillende gezichtspunten.

Bij de gebruikelijke omroep-ontvangtoestellen acht men het vooral van belang, dat de weerstand en de capaciteit van de antenne geen te groote verstemming van de ingangsketen veroorzaken, opdat een toestel met geijkte schaal op verschillende antennes kan worden aangesloten. Om deze reden wordt de transformatieverhouding t zeer groot gekozen. Nu blijkt uit verg. (6), dat de signaalspanning op het stuurrooster zoowel voor zeer groote als voor zeer kleine waarden van de transformatieverhouding naar nul gaat; het opvoeren van t boven een bepaalde grens zal dus niet mogelijk zijn zonder een verlies aan gevoeligheid.

Wenscht men zeer zwakke signalen te kunnen ontvangen, dan ligt het voor de hand om t zoodanig te kiezen, dat de gevoeligheid zoo groot mogelijk wordt. De conditie, welke men hiervoor uit verg. (6) afleidt, luidt:

$$1/t^2 = R_{ant} \left(\frac{1}{R_{LC}} + \frac{1}{R_i} \right) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (14a)$$

Bij deze keuze van t verkrijgt men aan het rooster van de versterkerbuis het grootste signaal. Dit beteekent echter niet zonder meer, dat de kwaliteit van de ontvangst bij deze keuze van t de beste zal zijn. Zooals in het voorgaande werd besproken, leidt de eisch van een zoo goed mogelijke ontvangst tot de voorwaarde, dat de signaalamplitude I_a niet in absolute waarde zoo groot mogelijk is, maar in verhouding tot de fluctuatie-amplitude δI_a. Berekent men uit verg. (13) de waarde van t, waarvoor aan deze conditie is voldaan, dan vindt men

$$1/t^2 = R_{ant} \sqrt{\left(\frac{1}{R_{LC}} + \frac{1}{R_e} \right)^2 + \frac{1}{R_r} \left(\frac{1}{R_{LC}} + \frac{5{,}6}{R_e} \right)} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (14b)$$

---

[7]) Dit is altijd het geval, wanneer twee toevallige fluctuaties van elkaar statistisch onafhankelijk zijn. Bij de fluctuaties i_g en i_k is aan deze voorwaarde niet voldaan. Toch verdwijnt het tijdsgemiddelde van het product $i_g\, i_k$, daar deze beide fluctuaties nagenoeg een faseverschil van 90° ten opzichte van elkaar bezitten.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

dus een betrekking, welke vaak een aanzienlijk kleinere waarde van de transformatieverhouding zal opleveren. Kiest men t volgens verg. (14), dan verkrijgt men voor de verhouding van fluctuatiestroom en signaalstroom de betrekking:

$$\frac{\delta I_a^2}{I_a^2} = \frac{4kT\Delta f}{V_{ant}^2/2R_{ant}}\left[\frac{a}{2} + R_r\left(\frac{1}{R_{LC}}+\frac{1}{R_e}\right) + \sqrt{\frac{R_r}{R_{LC}} + 5{,}6\frac{R_r}{R_e} + R_r^2\left(\frac{1}{R_{LC}}+\frac{1}{R_e}\right)^2}\right] \quad \cdots \quad (15)$$

Deze formule geeft voor een bepaalde signaalenergie en bepaalde waarden R_r, R_{LC} en R_e de optimale verhouding tusschen fluctuatiestroom en signaalstroom. Wij willen nu twee grensgevallen beschouwen, nl. het geval van normale omroepfrequenties en het geval van zeer hooge frequenties.

Bij *omroepfrequenties* bedraagt R_e voor de gebruikelijke versterkerbuizen vele megohm, terwijl R_r in het algemeen slechts eenige honderden ohm bedraagt (zie verg. (4)). De bijdrage van de electronen-ingangsdemping tot het ruischen is dan geheel te verwaarloozen.

Zien we af van het cosmische ruischen, dat eigenlijk geen onvolmaaktheid van de ontvanger voorstelt, maar een onvolmaaktheid van het aankomend signaal, dan vervalt de a tusschen de haken. De verhouding tusschen fluctuatiestroom en signaalstroom is dan bij lage frequenties vrijwel uitsluitend bepaald door R_r/R_{LC} en we zien, dat wij de ontvanger geschikt kunnen maken voor de ontvangst van uitermate zwakke signalen door de kringweerstand R_{LC} voldoende groot te kiezen. Als bezwaar hiertegen wordt weleens aangevoerd, dat de kringweerstand een bepaalde waarde niet zou mogen overschrijden, daar anders een ongewenscht hooge selectiviteit zou optreden. Dit bezwaar is echter niet gemotiveerd: de selectiviteit is nl. niet bepaald door de kringweerstand R_{LC}, maar door de totale ingangsweerstand $[R_{ant}t^2|R_{LC}|R_i]$ van de schakeling. Nu bevat R_i onder meer de demping door de zelfinductie van de kathodeleiding. Zooals wij gezien hebben, heeft deze bijdrage tot de demping geen invloed op de verhouding van fluctuatiestroom en signaalstroom; wij kunnen derhalve een ongewenscht hooge waarde van de totale ingangsweerstand met behulp van deze dempingsterm tot het gewenschte bedrag terugbrengen. Op deze wijze kunnen wij een ontvangschakeling verkrijgen, die bij niet te hooge frequenties een uitermate klein ingangssignaal practisch ruischvrij versterkt.

Bij *zeer hooge frequenties* (< 10 m) is behalve de kringdemping ook de electronen-ingangsdemping van groot belang. Bij golven van de orde van grootte van 50 cm bedraagt de electronen-ingangsweerstand R_e zelfs voor de beste thans gebezigde buizen slechts eenige honderden ohm, terwijl de parallelweerstand R_{LC} van de trillingskring door het gebruik van dooskringen en dergelijke vrijwel even groot kan worden gemaakt als bij omroepfrequenties. De verhouding tusschen fluctuatiestroom en signaalstroom is dan volgens verg. (15) uitsluitend bepaald door R_r/R_e, dus door de verhouding tusschen ruischweerstand en electronen-ingangsweerstand van de buis. *Het quotient R_r/R_e bepaalt dus de geschiktheid van een versterkerbuis voor het versterken van zeer zwakke signalen van hooge frequentie.* Van dit resultaat werd in ons tijdschrift reeds gebruik gemaakt, nl. ter beoordeeling van de eigenschappen van de buizen EFF 50 en EF 51 [8]).

De compensatie van verdeelingsfluctuaties bij penthoden [8])

In het voorafgaande hebben wij ondersteld, dat als versterkerbuis een triode wordt gebruikt; het echter is niet moeilijk om dezelfde berekeningen ook uit te voeren voor buizen met meer roosters. Daar als hoogfrequentieversterkerbuis meestal een penthode wordt toegepast, willen wij de hierbij optredende fluctuatieverschijnselen nader onderzoeken. Bij een penthode zijn dezelfde fluctuatieverschijnselen als bij een triode aanwezig, maar bovendien treden de zg. verdeelingsfluctuaties op tengevolge van een wisselende stroomverdeeling tusschen schermrooster en anode.

Ziet men af van de zelfinductie van de kathodeleiding, dan blijkt, dat men de invloed van de verdeelingsfluctuaties door een vergrooting van de ruischweerstand R_r (bijv. met een factor 2) in rekening kan brengen en overigens de in het bovenstaande voor de triode afgeleide formules kan aanhouden. Heeft echter de zelfinductie van de kathodeleiding een belangrijke invloed, dan verkrijgt men minder gunstige resultaten. Immers door deze zelfinductie worden de signaalstroomen en de tot nu toe berekende fluctuatiestroomen met eenzelfde verhouding verzwakt. De verdeelingsfluctuaties, welke deze zelfinductie niet passeeren, blijven echter ongewijzigd en zullen dus

[8]) Zie in de in noot [3]) aangehaalde artikelen, verder M. J. O. Strutt en A. van der Ziel, Physica **8**, 1 en 424, 1941.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

een relatief sterkere storing gaan beteekenen [9]).

Een principieel eenvoudige manier om dit bezwaar te verhelpen is aangegeven in *fig. 6*. Het schermrooster is binnenin de buis via een voldoend groote capaciteit C_{kg_2} met de kathode verbonden.

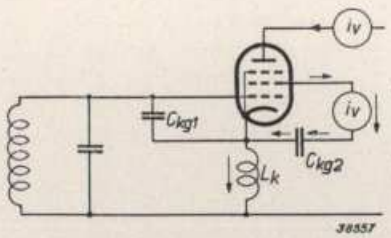


Fig. 6. Door tusschen schermrooster en kathode binnenin de buis een voldoend groote capaciteit C_{kg_2} aan te brengen, kan worden bereikt, dat de verdeelingsfluctuaties i_v de zelfinductie L_k van de kathodeleiding moeten passeeren.

De schermroosterstroom loopt dan ook door de kathodeleiding, zooals in de figuur door pijltjes is aangegeven. Men ziet, dat het schermrooster nu, wat de fluctuaties betreft, eenvoudig werkt als een tweede kathode, die met de eerste parallel is geschakeld, zoodat de fluctuaties i_v zonder meer bij de fluctuaties i_k kunnen worden opgeteld. Het resultaat is een vergrooting van de ruischweerstand R_r, maar verder gelden met deze gewijzigde ruischweerstand precies de in het voorgaande afgeleide formules.

De in fig. 6 aangegeven schakeling stelt echter nog niet de meest voordeelige manier voor om de penthode te gebruiken. De verhouding tusschen fluctuatiestroom en signaalstroom in de anodeleiding kan nog kleiner worden gemaakt, wanneer niet alleen in de kathodeleiding, maar ook in de schermroosterleiding een zelfinductie wordt opgenomen. Wij krijgen dan de in *fig. 7* voorgestelde schakeling. Onderzoeken wij voor deze schakeling de werking van de signaalspanning V_{ant} en van de fluctuatiespanningen en -stroomen v_{ant}, v_C, i_g en i_k, dan vinden wij, dat de stroomen, welke door deze spannings- en stroombronnen in de anodeketen van een penthode worden opgewekt, precies door dezelfde formules kunnen worden beschreven als bij de triode, waarbij alleen voor R_i een iets andere waarde moet worden genomen, daar deze ingangsweerstand behalve van L_k ook van L_{g_2} blijkt af te hangen.

Wij kunnen dus zeggen, dat de eigenschappen

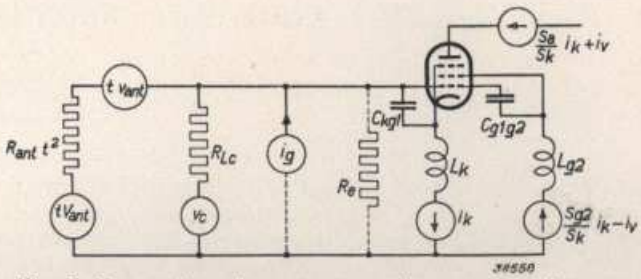


Fig. 7. Vervangingsschema voor een ingangsschakeling met penthode. Behalve de zelfinductie L_k van de kathodeleiding en de capaciteit C_{kg_1} tusschen kathode en stuurrooster zijn ook de zelfinductie L_{g_2} van de schermroosterleiding en de capaciteit $C_{g_1g_2}$ tusschen stuurrooster en schermrooster van invloed op de eigenschappen van de schakeling.

van een penthode met betrekking tot het antennesignaal en de fluctuatiebronnen v_{ant}, v_C, i_g en i_k niet belangrijk van die van een triode verschillen. Het groote verschil is echter hierin gelegen, dat bij de penthode nog een vijfde fluctuatiebron bestaat, nl. de bovengenoemde verdeelingsfluctuaties i_v.

Wat is het gevolg hiervan voor de fluctuaties in de anodeketen? Wanneer in de schermroosterleiding geen zelfinductie aanwezig is, moeten de verdeelingsfluctuaties eenvoudig bij de overige fluctuaties van de anodestroom worden opgeteld. Is echter in de schermroosterleiding een zelfinductie aanwezig, dan treedt in de anodeketen een verzwakking van de verdeelingsfluctuaties op door een mechanisme, geheel soortgelijk aan datgene, dat voor de verzwakking van de kathodestroomfluctuaties verantwoordelijk is. Wij willen derhalve niet nader ingaan op de berekening, maar slechts vermelden, dat een verdeelingsfluctuatie i_v in de schermroosterketen terugwerkt op de stuurroosterspanning en daardoor aanleiding geeft tot een anodestroomfluctuatie:

$$i_v' = -i_v \omega^2 L_{g_2} C_{g_1g_2} S \left[R_{ant}\, t^2 | R_{LC} | R_i\right] \text{ [10])}.$$

De totale verdeelingsfluctuatie in de anodeketen is

$$\delta_5 I_a = i_v + i_v'$$
$$= i_v \left(1 - \omega^2 L_{g_2} C_{g_1g_2} S \left[R_{ant}\, t^2 | R_{LC} | R_i\right]\right).$$

Wij zien dus, dat wij de verdeelingsfluctuaties in de anodeketen gelijk nul kunnen maken door voor de zelfinductie L_{g_2} van de schermroosterleiding een geschikte waarde te kiezen.

Heeft men de verdeelingsfluctuaties gecompenseerd, dan gedraagt de penthode zich, wat de fluctuaties betreft, precies als een triode.

[9]) Dit verschijnsel is des te bezwaarlijker, naarmate het signaal sterker door de zelfinductie van de kathodeleiding wordt gedempt. Uit dit oogpunt zijn de buizen EFF 50 en EF 51, die onlangs in dit tijdschrift werden beschreven, zeer gunstig. Immers bij de EFF 50 levert de zelfinductie van de kathodeleiding, dank zij de toepassing van het balansprincipe, slechts een zeer geringe bijdrage tot de ingangsdemping, terwijl het bij de EF 51 door gebruik van een tweede kathodeleiding zelfs mogelijk is gemaakt, dat de zelfinductie van de kathodeleiding niet dempt maar ontdempt.

[10]) Deze formule is geheel analoog met de formule voor de fluctuaties in de anodeketen, die door de kathodestroomfluctuaties i_k worden opgewekt. Deze kunnen nl. geschreven worden in de vorm:

$$\delta_4 I_a - i_k = i_k' = -i_k \omega^2 L_k C_{kg} S[R_{ant}\, t^2 | R_{LC} | R_i],$$

zooals gemakkelijk uit de in het voorgaande aangegeven formules voor $\delta_4 I_a$ kan worden afgeleid.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

EEN METHODE VOOR HET CONTROLEEREN VAN KLEURAFWIJKINGEN

door J. J. WENT en P. KOOLE. 535.6.08

Bij gekleurde producten wordt veelal de eisch gesteld om op een later tijdstip een bepaalde kleur precies te reproduceeren. Het is voor de practijk zeer gewenscht om op objectieve wijze te kunnen controleeren, of aan deze eisch wordt voldaan, resp. om objectief vastgelegde toleranties hiervoor te kunnen aangeven. Hiervoor is een eenvoudige methode uitgewerkt, die in dit artikel wordt beschreven. De opstelling is speciaal bestemd voor het controleeren van de kleur van lakken. De „kleur" hiervan wordt gemeten door de reflectiecoëfficienten voor vier discrete golflengten. Met een voorbeeld wordt de practische toepassing van de methode toegelicht.

Overal, waar gekleurde stoffen of voorwerpen worden gemaakt, kan de vraag naar voren komen, of de verkregen kleur wel „goed" is, dwz. of zij precies beantwoordt aan wat men wilde hebben. Deze vraag zal vooral van belang zijn, wanneer het er om gaat, een bepaalde kleur op een later tijdstip precies te reproduceeren, hetgeen bij het verven van weefsels, het lakken van oppervlakken en dergelijke veelvuldig voorkomt. Het tot nu toe hierbij gebruikelijke systeem voor het controleeren van de kleur was het bewaren van een geverfd of gelakt monster, waarmee het gekleurde voorwerp op het oog kon worden vergeleken; meestal werd deze methode nog in dien zin gewijzigd, dat men een monster van de verf of de lak zelf bewaarde om op het oogenblik, dat men de vergelijking wilde uitvoeren, een nieuw proefobject hiermee te kleuren.

Deze methode had tweeërlei bezwaren. Ten eerste kunnen tijdens het bewaren oncontroleerbare kleurveranderingen van de monsters optreden. Ten tweede houdt het op het oog vergelijken in, dat slechts een subjectief oordeel omtrent de aanwezigheid van eventueele kleurafwijkingen en het al of niet toelaatbaar zijn er van kon worden verkregen. Niet zelden deden zich door dit gemis aan objectief vastgelegde en controleerbare kleurtoleranties moeilijkheden tusschen producenten en afnemers voor.

Speciaal voor het tweede hierboven genoemde voorbeeld — gelakte oppervlakken — is in dit laboratorium een eenvoudige methode uitgewerkt, die het vastleggen van de kleur door een objectieve meting veroorlooft. Deze methode zal hier worden beschreven.

Principe van de methode

De kleurindruk van een oppervlak, bijv. van een gelakt plaatje, wordt veroorzaakt door het feit, dat licht van verschillende golflengten verschillend sterk wordt gereflecteerd. Hieruit volgt direct, dat de kleurindruk o.a. zal afhangen van de spectrale verdeeling van het licht, waarmee het oppervlak wordt bestraald. Kent men deze spectrale verdeeling en kent men de reflectiecoëfficient R van het plaatje voor alle zichtbare golflengten λ, dan kan men de samenstelling en dus ook de kleur van het gereflecteerde licht berekenen [1]).

In ons geval gaat het in werkelijkheid niet om de kleur zelf, maar om gelijkheid in kleur van twee oppervlakken, onverschillig met welke lichtbron men beide bestraalt. Om deze gelijkheid te waarborgen, zullen klaarblijkelijk de functies $R(\lambda)$ voor beide oppervlakken gelijk moeten zijn. Het meten van de „kleur" van laksoorten, dat we hier op het oog hebben, komt dus neer op het bepalen van de functie $R(\lambda)$ [2]).

Wel zullen twee oppervlakken met gelijke $R(\lambda)$ er nog niet volkomen gelijk behoeven uit te zien. Behalve de golflengte-afhankelijkheid zal nl. ook de hoek-afhankelijkheid van de reflectiecoëfficient een rol spelen. Stelt men tegenover elkaar een glanzend en een mat oppervlak, dan zal het eerstgenoemde bijzonder sterk reflecteeren in die richting, waarin de waarnemingshoek α gelijk is aan de invalshoek β van het licht, terwijl voor een mat oppervlak er een meer gelijkmatige verdeeling over alle hoeken α plaats heeft. Verlangt men dus volledige gelijkheid van twee oppervlakken, dan zullen niet alleen de functies $R(\lambda)$ voor een bepaalde invals- en waarnemingshoek, maar in het algemeen de functies $R(\lambda, \alpha, \beta)$ moeten overeenstemmen.

Het verloop van de functie $R(\lambda, \alpha, \beta)$ met de hoeken α en β hangt behalve van de laksoort nog

---

[1]) Behalve de kleurindruk bepalen de reflectiecoëfficienten ook de helderheidsindruk, die voor de practijk even belangrijk is. Voor de eerste is in hoofdzaak de vorm van de kromme $R(\lambda)$ doorslaggevend, voor de laatste de grootte van $R(\lambda)$. Eenvoudigheidshalve spreken we hier alleen van de „kleur", eerst aan het slot van het artikel zullen de twee begrippen weer worden gesplitst.

[2]) Het vastleggen van een kleur door een punt in de kleurendriehoek, zooals dit reeds in dit tijdschrift is beschreven en toegepast (bijv. P. J. Bouma, Philips techn. T. 1, 282, 1936 en laatst nog bij A. A. Kruithof, Philips techn. T. 6, 65, 1941), zou hier niet voldoende zijn, juist omdat eenzelfde oppervlak naar gelang van de bestralende lichtbron heel verschillende kleurpunten hebben kan.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

in sterke mate af van de aard van het oppervlak, waarop de lak wordt aangebracht, alsmede van de wijze, waarop het aanbrengen geschiedt (spuiten of met de kwast opbrengen, vlug dan wel langzaam drogen, enz.). Om deze invloeden te elimineeren wordt het te onderzoeken lakoppervlak aangebracht op een glazen plaatje en men meet dan de reflectiecoëfficienten van het lakoppervlak, dat zich tegen de glaskant aan bevindt, zie *fig. 1*. Wegens de goede reproduceerbaarheid van de aard van het oppervlak kan men in dit geval aannemen, dat bij gelijksoortige lakken de functies $R\ (\lambda, \alpha, \beta)$, wat betreft de afhankelijkheid van α en β, dezelfde gedaante zullen hebben en hoogstens in absolute grootte (dus in de totale reflectiecoëfficient) zullen verschillen. Men kan zich dus nu bij het meten van R bepalen tot één hoek van inval en één hoek van waarneming. Voor de eerste is een hoek van ongeveer 30° gekozen, terwijl de waarneming ongeveer volgens de normaal op het plaatje geschiedt.

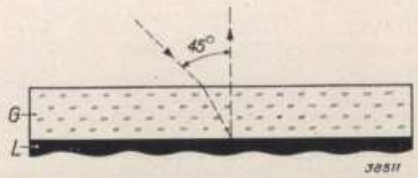


Fig. 1. Een laklaag L wordt op een glazen plaatje G aangebracht. De reflectie van het lakoppervlak, dat tegen het glas ligt, wordt voor de geteekende hoeken van inval en terugkaatsing onderzocht. Rekening houdende met de breking in het glas moet het licht hiervoor onder ca 45° op het plaatje worden geworpen.

Het gebruik van glazen proefplaatjes heeft nog een tweede voordeel. Wanneer een laklaag niet „dekkend" is, doordat men haar niet dik genoeg heeft gemaakt, dan zal het reflectievermogen van de onderlaag ook nog meewerken en meet men dus niet een zuiver gegeven van de lak alleen. Of een laklaag inderdaad volkomen dekkend is, is niet direct te zien, tenzij men deze op de beschreven wijze op een doorzichtige ondergrond aanbrengt, aangezien dan een dekkende laklaag practisch geen licht meer zal mogen doorlaten.

Ook al hoeft men nu slechts in één bepaalde opstelling de reflectiecoëfficienten te meten, dan nog zou het bepalen van de volledige functie $R(\lambda)$ een groot aantal metingen vergen. Als verdere vereenvoudiging is derhalve ingevoerd, dat de reflectiecoëfficient slechts voor vier bepaalde golflengten wordt gemeten, die zoo gunstig mogelijk over het geheele zichtbare spectraalgebied zijn verdeeld.

Weliswaar kunnen aan deze vereenvoudiging gevaren verbonden zijn. Heeft men bijv. te maken met de twee in *fig. 2* geteekende reflectiekrommen en meet men de reflectiecoëfficient juist bij de vier golflengten λ_1-λ_4, waarin de krommen elkaar snijden, dan zal men de oppervlakken als identiek beoordeelen, terwijl zij toch zeker niet onder alle

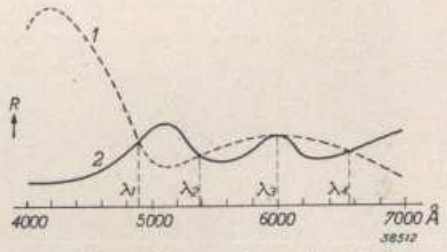


Fig. 2. Het geval kan zich voordoen, dat de krommen $R(\lambda)$ van twee verschillende oppervlakken elkaar in vier punten snijden of raken (golflengten λ_1-λ_4).

belichtingsomstandigheden een gelijke kleurindruk zullen geven [3]). In de practijk valt dit gevaar echter erg mee. Ten eerste vertoonen de reflectiekrommen van de meeste voorkomende pigmenten een glad verloop, zooals bijv. kromme *1* in fig. 2, en slechts bij enkele pigmenten, zooals die op schilderijen voorkomen, kan men meerdere maxima en minima waarnemen (kromme *2* in fig. 2). Dat twee te onderzoeken reflectiekrommen vier snijpunten zouden hebben, is dus al niet erg waarschijnlijk, en dat deze vier snijpunten dan juist zouden overeenkomen met de vier meetgolflengten, zou wel uiterst toevallig zijn. Ten tweede gaat het hier alleen om het vergelijken van ongeveer gelijke oppervlakken, die in principe dezelfde pigmenten zullen bevatten en derhalve een kwalitatief gelijk verloop van de reflectiekrommen moeten vertoonen, zie *fig. 3*.

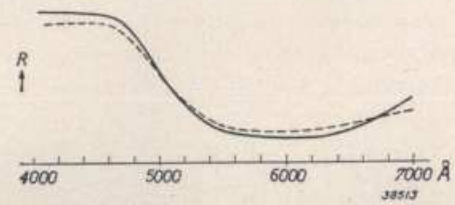


Fig. 3. Normale verf- en laksoorten hebben eenigszins glad verloopende krommen $R(\lambda)$. De krommen van twee te vergelijken laksoorten zullen op de hier geschetste wijze in het algemeen niet meer dan twee, hoogstens drie punten gemeen hebben.

Beschrijving van de meetopstelling

Voor het meten van de reflectiecoëfficient volgens de geschetste methode moeten vier monochroma-

[3]) Het gevaar wordt geringer, wanneer men in plaats van vier discrete golflengten te nemen het geheele spectrum in vier aan elkaar aansluitende golflengtegebieden verdeelt en hierin meet. Een dergelijke apparatuur, die met acht in plaats van vier „vakjes" werkt, is de in dit tijdschrift beschreven vakjesfotometer (P. M. v. Alphen, Philips techn. T. **4**, 71, 1939). De opstelling zou door toepassing van dit principe echter veel ingewikkelder en kostbaarder geworden zijn.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

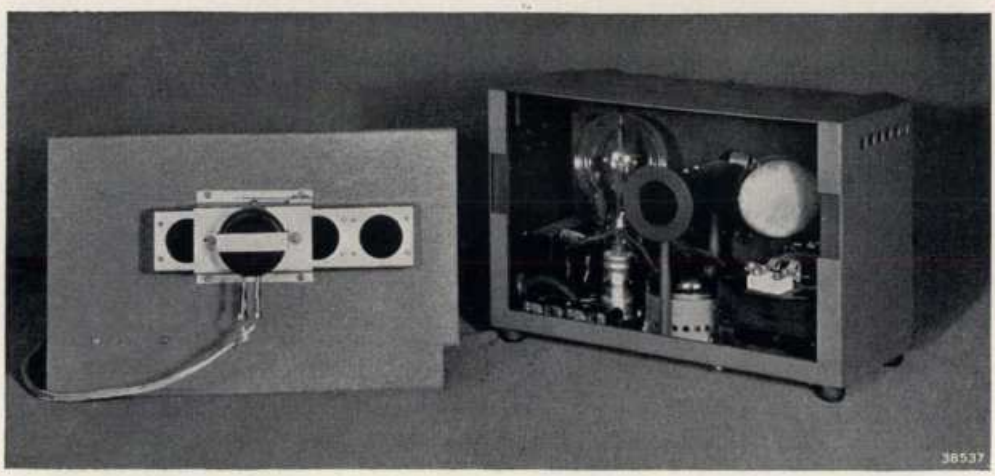


Fig. 4. Het kastje met de meetinrichting, waarvan de vóórwand is opengeschoven en links er naast gezet. In het kastje ziet men links de kwiklamp, rechts de gloeilamp (met voor de helft verzilverde ballon), benevens de voor de kwiklamp vereischte vóórschakelapparatuur. In het midden een tubus met lens, daaronder een ventilator. Aan de buitenzijde van de vóórwand een schuif met vier filters en in het midden een seleen-fotocel.

tische lichtsoorten, verdeeld over het heele spectrum, ter beschikking staan. Hiervoor werden gekozen: in het blauw, groen en geel respectievelijk de kwiklijnen 4358, 5461 en 5780 Å, terwijl voor het rood, waarin het moeilijk is om een monochromatische straling van voldoende sterkte op te wekken, een spectrale band wordt gebruikt, die aan de eene kant scherp bij 6000 Å afsnijdt en aan de andere kant bij ongeveer 7000 Å afvalt. Als lichtbronnen dienen een normale hooge druk kwiklamp (HP 300 W) en voor het rood een normale gasgevulde gloeilamp van 500 W. Op de foto *fig. 4* onderscheidt men deze beide lampen links en rechts in het kastje, waarvan de vóórwand is afgenomen. Het te onderzoeken plaatje wordt met een klem tegen een ronde opening in de achterwand van het kastje aangedrukt (zie *fig. 5*). De lampen staan zoo, dat het plaatje onder een hoek van ca 45° wordt belicht, waarbij dan door de breking in het glas de invalshoek op het lakoppervlak ca 30° bedraagt. Het gedeelte van het licht, dat ongeveer volgens de richting van de normaal van het vlak wordt gereflecteerd, wordt met een lens op een fotoelement (seleen-sperlaagcel) geconcentreerd, dat tegen de vóórwand is gemonteerd, zie *fig. 6*. Een tubus schermt licht uit andere richtingen van de fotocel af. Met behulp van een schuif, die zich tusschen lens en cel bevindt, kan men verschillende filtercombinaties in de lichtweg brengen, die zoodanig zijn gekozen, dat steeds slechts één van de drie gewenschte spectraallijnen resp. de spectraalband in het rood wordt doorgelaten.

Aangezien er na het reflecteeren op het proefplaatje en het filteren slechts een fractie van de

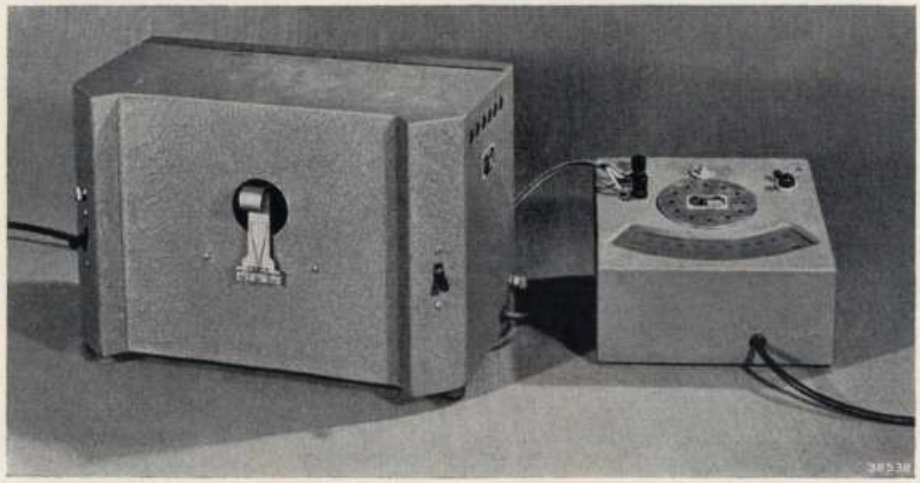


Fig. 5. Achteraanzicht van het kastje. Men ziet de ronde opening, waar het proefplaatje tegenaan kan worden gedrukt. Met de beide schakelaars rechts en links kunnen resp. de kwiklamp en de gloeilamp worden ingeschakeld. Rechts microamperemeter.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

oorspronkelijke lichtstroom op de fotocel terecht komt, moet men voor het verkrijgen van gemakkelijk meetbare fotostroomen ook van behoorlijke lichtstroomen uitgaan. Anderzijds mogen de lichtstroomen ook niet te groot zijn, omdat de hieronder te bespreken meetmethode een lineair verband tusschen fotostroom en op de cel vallende lichtstroom wenschelijk maakt. Met de hierboven genoemde lampen is deze lineariteit voor alle practisch voorkomende spectraalgebieden en reflectievermogens nog gewaarborgd, terwijl de fotostroomen toch groot genoeg zijn, dat men hen rechtstreeks met een microamperemeter, dus zonder eenige versterker, kan meten.

Om gedurende het branden van de lampen geen te groote verwarming in het kastje te krijgen is een kleine ventilator ingebouwd, die men in fig. 4 onder de tubus ziet en die tegelijk met elke der beide lampen wordt ingeschakeld.

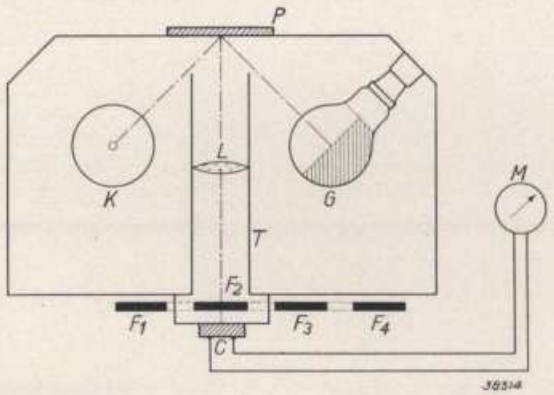


Fig. 6. Stralengang in de meetopstelling. K kwiklamp, G gloeilamp, P proefplaatje, L lens, T tubus, F_1-F_4 filters, C seleenfotocel, M microamperemeter.

Uitvoering van de metingen

Om de reflectiecoëfficienten $R(\lambda)$ in hun absolute grootte te bepalen, zou men de lichtsterkte van de lampen, de doorlaatbaarheid der filters, de gevoeligheid van de cel, enz. als functie van de golflengte moeten kennen en in rekening brengen. Daar het hier echter slechts om het vergelijken van reflectiecoëfficienten te doen is, heeft men dit alles niet noodig, doch kan volstaan met het vergelijken van de fotostroomen, die men verkrijgt met het proefoppervlak resp. een bepaald standaardoppervlak. Is het verband tusschen fotostroom en op de cel vallende lichtstroom lineair, dan is de verhouding der met twee oppervlakken verkregen meteruitslagen gelijk aan de verhouding der twee reflectiecoëfficienten. De gevraagde reflectiecoëfficient wordt dus op deze wijze gevonden in procenten van de reflectiecoëfficient van het standaardoppervlak.

Wat men als standaard-oppervlak wil gebruiken, is in eerste instantie willekeurig, alleen moet het oppervlak, wat zijn functie $R\ (\lambda, \alpha, \beta)$ betreft, óf goed reproduceerbaar zijn, dan wel onbeperkt houdbaar. Voor het vergelijken van uitkomsten, verkregen op verschillende plaatsen met verschillende toestellen, heeft men in ieder geval een standaard noodig, die aan de eerstgenoemde eisch voldoet (primaire standaard). Als zoodanig is zeer geschikt het oppervlak, dat men verkrijgt door magnesium te verbranden en het daarbij ontstane magnesiumoxyde op een plaatje te laten neerslaan. Dit oppervlak reflecteert bij voldoende dikte 95% van het er op vallende licht en wel in zeer goede benadering volgens de wet van Lambert (ideaal diffuse reflectie). Teneinde te beoordeelen, of de laag dik genoeg is, wordt als onderlaag een spiegel gebruikt: men hoeft nu slechts zoo lang magnesiumoxyde op te dampen, totdat er in het geheel geen spiegelende reflectie meer is waar te nemen.

Het zoo verkregen oppervlak is wel goed reproduceerbaar, maar tevens zeer kwetsbaar. Voor de eigenlijke metingen zal men derhalve een beter houdbare, secundaire standaard gebruiken, bijv. een mat melkglasplaatje, dat men met behulp van de primaire standaard kan ijken om de uitkomsten van verschillende toestellen bij elkaar te kunnen aansluiten. De in het onderstaande voorbeeld genoemde getalwaarden van de relatieve reflectiecoëfficienten zijn op deze wijze tot de magnesiumoxydestandaard herleid.

Toepassingsvoorbeeld

Door het meten van de relatieve reflectiecoëfficienten voor de vier meetgolflengten kunnen we nu constateeren, of twee lakoppervlakken gelijk zijn of niet. Zijn zij echter niet gelijk — en practisch zullen er altijd wel kleine verschillen optreden — dan doet zich direct de vraag voor, hoe groot deze verschillen mogen worden, vóórdat dit ook inderdaad als veranderde kleurindruk of helderheidsindruk waarneembaar wordt. Een algemeen geldig (objectief) antwoord is hierop niet te geven, daar men niet anders dan een subjectief oordeel kan aanleggen bij de beslissing, of twee oppervlakken zichtbaar verschillen of niet. Zijn echter eenmaal, bijv. door onderling overleg van afnemer en producent, bepaalde oppervlakken als nog voldoende gelijk, andere als reeds te sterk verschillend gekwalificeerd, dan kan men met behulp van de hier beschreven inrichting vaststellen, welke verschillen in reflectiecoëfficienten aan het eene en aan het andere geval beantwoorden, en daarmee zijn de overeengekomen kleurtoleranties voor latere ge-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

legenheden objectief vastgelegd en steeds ter contrôle te gebruiken.

Als voorbeeld bespreken we het onderzoek van een bepaalde lichtgrijze laksoort, die voor het lakken van zenderpaneelen en derg. wordt gebruikt. Deze lak wordt bereid door het mengen van vier grondpigmenten, nl. mat wit, mat zwart, mat roodbruin en blauw. De relatieve reflectiecoëfficienten van het oorspronkelijke monster van de lak bedragen (in procenten van de reflectie van magnesiumoxyde): voor de roode meetgolflengte $r = 26{,}5\%$, voor de gele meetgolflengte $g = 30{,}5\%$, voor de groene $gr = 32{,}5\%$ en voor de blauwe $b = 36{,}1\%$.

Nu is nagegaan, hoe de reflectiecoëfficienten voor de vier meetgolflengten veranderen, indien men aan de lichtgrijze lak bepaalde extra percentages van een of meer van de grondpigmenten toevoegt. Het gevonden verschil tusschen de procentgetallen van de oorspronkelijke en de nieuwe reflectiecoëfficient (ΔR) is in *fig. 7* voor de vier meetgolflengten (r, g, gr, b) uitgezet tegen de extra toegevoegde percentages pigment. In fig. 7*a* was het witte pigment toegevoegd, waardoor de reflectie toeneemt; in fig. 7*b*, *c*, *d* waren respectievelijk het zwarte, blauwe en roodbruine pigment toegevoegd, waarbij de reflectie minder wordt. In fig. 7*e* tenslotte werd gelijktijdig wit en zwart toegevoegd (in een verhouding van 4 op 1).

Tevens werd er bij de metingen een waardeering van kleurindruk en helderheid van het lakoppervlak gegeven, er werd nl. de vraag beantwoord (natuurlijk subjectief), of de kleur en helderheid al dan niet zichtbaar afweken van die van het oppervlak met de oorspronkelijke lak. In fig. 7*a-e* is deze beoordeeling weergegeven door de verschillend gearceerde band bij elke figuur: in het gebied van percentages, waar de band wit is gelaten, kan men noch verschil in kleur noch verschil in helderheid ten opzichte van de oorspronkelijke lak waarnemen; in het enkelvoudig gearceerde gedeelte wijkt alleen de kleur af; in het kruisgewijs gearceerde alleen de helderheid, in het zwarte gedeelte tenslotte zoowel de kleur als de helderheid.

Bekijkt men nu, zonder zich om de percentages pigment te bekommeren, het verband tusschen de gemeten ΔR-waarden en de waardeering van kleur en helderheid wat nader, dan komt men tot de volgende conclusies: de kleurindruk is nog „goed" (dwz. gelijk aan die van de oorspronkelijke lak), zoolang de vier ΔR-waarden voor r, g, gr en b alle binnen een interval ter grootte 0,8 liggen: de helderheidsindruk is nog „goed", zoolang althans één der vier ΔR-waarden voor r, g, gr of b beneden $\Delta R = 1{,}2$ ligt. Wordt door alle belanghebbenden de hier gegeven subjectieve beoordeeling als richtsnoer erkend, dan kunnen dus de getallen als de toleranties voor de onderhavige lichtgrijze lak worden beschouwd [4]). Meet men bijv. bij een nieuw bereide hoeveelheid van het mengsel de relatieve reflectiecoëfficienten $r = 25{,}5\%$, $g = 30{,}5\%$, $gr = 33{,}5$ en $b = 37{,}6\%$, dan zijn de vier ΔR's respectievelijk $-1{,}0$; 0; $+1{,}0$; $+1{,}5$. De kleinste hiervan is $\Delta R = 0$ (nl. voor g), dus de helderheidsindruk zal juist zijn; de spreiding van de ΔR-waarden is echter 2,5 (nl. tusschen $-1{,}0$ voor r en $+1{,}5$ voor b), zoodat wèl een ontoelaatbare kleurafwijking te verwachten is.

Uit de grafieken kan men in zoo'n geval ook nog

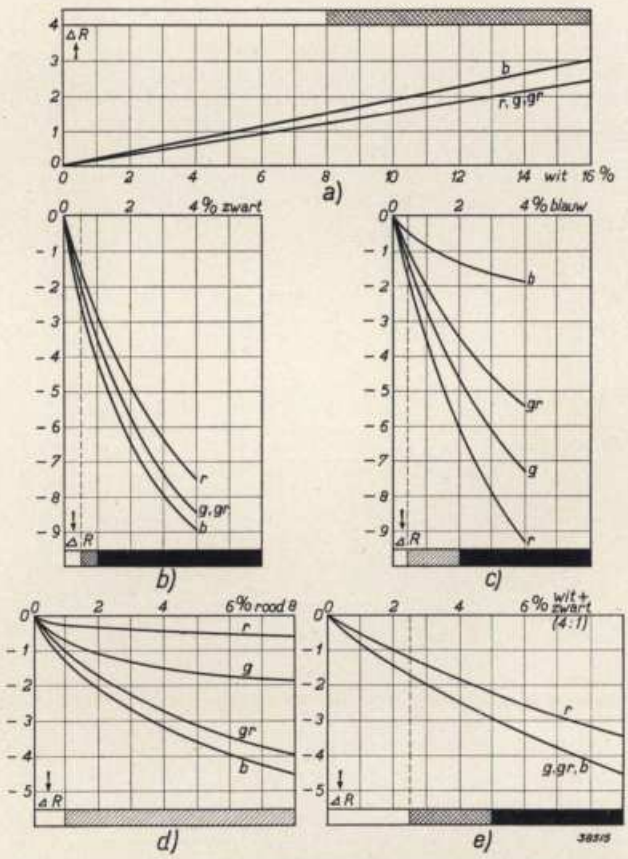


Fig. 7. Bij het oorspronkelijke monster van een lichtgrijze laksoort werden voor de vier meetgolflengten gevonden de reflectiecoëfficienten (in procenten van de analoge coëfficient voor een magnesiumoxyde-oppervlak) $r = 26{,}5\%$, $g = 30{,}5\%$, $gr = 32{,}5\%$, $b = 36{,}1\%$. Uitgezet is hier de verandering ΔR, die deze procentgetallen ondergaan, wanneer van de vier samenstellende pigmenten van de lak er één (of meer) extra aan het mengsel wordt toegevoegd. *a*) Toevoeging van wit, *b*) van zwart, *c*) van blauw, *d*) van rood, *e*) van wit èn zwart in de verhouding 4 : 1. De gearceerde band bij elke figuur geeft aan, of de kleur- en helderheidsindruk al dan niet zichtbaar verschillen van die voor de oorspronkelijke lak: bij de percentages in het witte gedeelte van de band zijn kleur en helderheid goed, in het enkelvoudig gearceerde gedeelte verschilt alleen de kleur, in het kruisgewijs gearceerde alleen de helderheid, in het zwarte gedeelte beide.

[4]) Voor lakken van andere kleur zal men tot geheel anders gedefinieerde tolerantie-eischen kunnen komen, zoodat ieder geval opzichzelf dient te worden onderzocht.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

afleiden, op welke wijze de fout kan worden gecorrigeerd. Een nadere beschouwing nl. van de krommen in fig. 7*e*, die door toevoeging van een mengsel van wit en zwart pigment werden verkregen, toont aan, dat de verschillen ΔR in goede benadering berekend kunnen worden door eenvoudig optellen van de door elk pigment afzonderlijk veroorzaakte ΔR's [5]). Men kan derhalve aan de hand van de krommen fig. 7*a-d* direct nagaan, welke reflectiecoëfficienten verkregen zullen worden bij toevoegen van pigment aan de ondeugdelijk gebleken lak. In het genoemde voorbeeld was uit de te groote *b* en de te kleine *r* dadelijk te concludeeren, dat er te weinig rood pigment in het mengsel aanwezig was. Uit fig. 7*d* leest men nu af, dat een toevoeging van bijv. 4% rood pigment voor *r*, *g*, *gr*, *b* de ΔR-waarden zal leveren: —0,4; —1,5; —2,7; —3,1. Dit opgeteld bij de bovengenoemde ΔR's levert de nieuwe waarden: —1,4; —1,5; —1,7; —1,6. Het nieuwe mengsel voldoet aan de tolerantie-eisch wat betreft de kleurindruk (de spreiding is slechts 0,3), maar niet meer aan de eisch, wat betreft de helderheid. Hiervoor kan nu nog gecorrigeerd worden door ca 10% wit pigment toe te voegen, waardoor alle vier ΔR's met ca 1,7 toenemen; het verkregen mengsel zal de ΔR-waarden hebben: +0,1; 0; —0,2; +0,3 en daarmee aan beide tolerantie-eischen voldoen.

[5]) Op zichzelf is er bij het mengen van pigmenten geen sprake van een additiviteit voor de verschillende kleuren. Dit neemt echter niet weg, dat bij zeer kleine kleurverschillen de hier geconstateerde mengwet voor de reflectiecoëfficienten kan gelden.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLICATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

Van deze publicaties verstrekt de Administratie van het Natuurkundig Laboratorium, Kastanjelaan, Eindhoven, op aanvrage gaarne overdrukken. Van de publicaties, die met een sterretje * zijn gemerkt, is echter geen voor verspreiding voldoende aantal overdrukken beschikbaar.

1530: C. J. Bakker: Fluctuations and electron inertia (Physica **8**, 23-43, Jan. 1941).

Nadat de spontane stroomfluctuaties zijn behandeld, die optreden in een electronenbuis, waarvan de emissie wordt begrensd door de in de nabijheid der kathode aanwezige ruimtelading, worden de verschuivingsstroomen berekend, welke deze fluctuaties in de roosters van de electronenbuis veroorzaken (vgl. ook Philips techn. T. **6**, 129, 1941). Deze verschuivingsstroomen zijn van belang bij het gebruiken van electronenbuizen op korte golflengten. Voor twee verschillende soorten radiobuizen, nl. een penthode en een vierbundeloctode, zijn de stroomfluctuaties in de verbinding tusschen één der roosters en de kathode, zoowel experimenteel als theoretisch, nader onderzocht. De overeenstemming tusschen theorie en experiment bleek hierbij voortreffelijk te zijn.

1531: M. J. O. Strutt und A. van der Ziel: Die Folgen einiger Elektronenträgheitseffekte in Elektronenröhren. I. Theoretische Erläuterungen (Physica **8**, 81-108, Jan. 1941).

Nagegaan wordt, welke stroomen er loopen naar de verschillende electroden van een vacuumbuis, als een klein groepje electronen overgaat van de kathode naar de anode, hetgeen verder wordt uitgebreid voor het geval, dat er periodieke stroomstooten uitgaan van de kathode. Onder bepaalde omstandigheden zal de anodestroom heel anders verloopen dan deze impulsen. Hetzelfde geldt voor een zeer hoogfrequente wisselspanning tusschen stuurrooster en kathode. Dit kan aanleiding geven tot merkwaardige verschijnselen, zooals frequentiemultiplicatie en gelijkrichting. Voor een harmonisch wisselende spanning op het stuurrooster zijn in dit artikel de minimale waarden van ingangsweerstand en versterkingsfactor berekend. Eenvoudige formules worden afgeleid voor de verschuivingsstroomen, welke optreden tengevolge van electronen, die dicht langs de geleiders in radiobuizen passeeren. Hierbij wordt een zg. zwaartepuntsstelling geformuleerd, die een eenvoudige berekening mogelijk maakt. Tenslotte wordt nog even de mogelijkheid aangestipt van looptijdmodulatie.

1532: J. van Niekerk en M. S. C. Bliek: Het prophylactische effect van éénmaal, oraal of intramusculair, toegediende groote doses bestraald provitamine D van dierlijke oorsprong bij rachitis (Ned. T. Geneesk. **85**, 522-530, Febr. 1941).

Proeven zijn verricht om op groepen kuikens het verschil in uitwerking na te gaan van verschillende hoeveelheden bestraald provitamine D van dierlijke oorsprong, indien men deze éénmaal resp. toedient in de bek, of inspuit in een spier. Als criterium voor de werkzaamheid van het vitamine D is het effect tegen rachitische afwijkingen in het groeiende beenderstelsel gekozen, zooals men dit goed op röntgenfoto's kan waarnemen. De beenvorming der verschillende kuikens is individueel beoordeeld en de bescherming tegen rachitis werd voor iedere groep dieren, welke eenzelfde hoeveelheid op dezelfde wijze toegediend hebben gekregen, afzonderlijk in een cijfer vastgelegd. De antirachitische werking van het vitamine blijkt van de grootte der éénmaal toegediende dosis af te hangen. Verder werd vastgesteld, dat een hoeveelheid vitamine D, die in een spier is ingespoten, veel effectiever en ook langduriger werkt, dan eenzelfde hoeveelheid bij toedienen in de bek. Van een normale hoeveelheid vitamine D, die de kuikens gedurende 12 achtereenvolgende weken met het voedsel hadden opgenomen, bleken zij veel te weinig vast te houden om ook in de daaropvolgende weken nog van een normale beenvorming verzekerd te zijn.

1533: J. M. Stevels: Physical properties of glasses I (Rec. Trav. chim. Pays Bas **60**, 85-86, Febr. 1941).

In dit artikel wordt besproken, hoe het specifieke volume van verschillende soorten glas afhangt van de samenstelling.

1534: J. J. Went: Adsorption phenomena on massive metal surfaces measured by means of electrical contact resistances (Physica **8**, 233-250, Febr. 1941).

Voor de inhoud van dit artikel kan in het algemeen worden verwezen naar: Philips techn. T. **5**, 249, 1940.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!